

# LASERMESSTECHNIK FÜR HOCHDRUCK-VERBRENNUNGSPRÜFSTÄNDE: ENTWICKLUNG UND IMPLEMENTIERUNG EINES DOPPELKAMERASYSTEMS FÜR GEFILTERTE RAYLEIGH-STREUMESSUNG



Studiengang Optotechnik und Bildverarbeitung  
an der Hochschule Darmstadt

## **Masterarbeit**

zur Erlangung des akademischen Grades Master of Science  
vorgelegt von

**Sabrina Pietzsch**

im Wintersemester 2018/2019

**Referent:** Prof. Dr. Wolfgang Heddrich

**Koreferent:** Prof. Dr. Matthias Brinkmann

**Betreuer:** Dr. Guido Stockhausen

**Betreuer:** Eike Burow



In Zusammenarbeit mit



Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt

Gefördert durch:



Bundesministerium  
für Wirtschaft  
und Energie

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt  
Linder Höhe  
51147 Köln

Telefon: +49 2203 601-0

Telefax: +49 2203 67310

[www.DLR.de](http://www.DLR.de)

aufgrund eines Beschlusses  
des Deutschen Bundestages

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Forschungsvorhabens 03ET7073E durchgeführt.

Dezember, 2018



# Inhaltsverzeichnis

<b>Vorwort</b>	<b>III</b>
Kurzfassung . . . . .	III
Nomenklatur . . . . .	IV
Abbildungsverzeichnis . . . . .	XI
Tabellenverzeichnis . . . . .	XIII
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Motivation</b>	<b>5</b>
2.1. Anforderungen und Ziele . . . . .	7
<b>3. Theoretische Grundlagen</b>	<b>9</b>
3.1. Molekulare Lichtstreuung . . . . .	10
3.1.1. Mie-Streuung . . . . .	14
3.1.2. Rayleigh-Streuung . . . . .	14
3.2. Modellierung der Rayleigh-Streuung nach Tenti . . . . .	21
3.3. Gefilterte Rayleigh-Streuung . . . . .	23
3.3.1. Molekulare Filterung . . . . .	24
3.4. Frequenzscanmethode . . . . .	27
3.4.1. Auswertungsverfahren - Bestimmung der Strömungsparameter . . .	27
3.5. Quotientenmethode . . . . .	29
<b>4. Messsystem</b>	<b>31</b>
4.1. Hardware . . . . .	32
4.1.1. Kamerasystem . . . . .	32
4.1.2. Lasersysteme . . . . .	38
4.1.3. Jodzellen . . . . .	42
4.2. Messaufbau . . . . .	49
4.3. Software . . . . .	51
4.3.1. LabView - Programmstruktur . . . . .	51

<b>5. Experimentelle Untersuchungen</b>	<b>57</b>
5.1. Doppelkamarasystem - Synchronisierung mit Laser . . . . .	58
5.1.1. Synchronisierung Einkamarasystem . . . . .	59
5.1.2. Synchronisierung Doppelkamarasystem . . . . .	62
5.1.3. Ergebnisse - Synchronisierung Doppelkamarasystem . . . . .	63
5.1.4. Zusammenfassung . . . . .	65
5.2. Doppelkamarasystem - Optische Auslegung . . . . .	66
5.2.1. Zusammenfassung . . . . .	74
5.3. Doppelkamarasystem - gefilterte Rayleigh-Streumessung in Luft . . . . .	75
5.3.1. Berechnung des Winkelbilds . . . . .	76
5.3.2. Berechnung der Strömungsparameter . . . . .	79
5.3.3. Zusammenfassung . . . . .	88
<b>6. Fazit und Diskussion</b>	<b>89</b>
<b>7. Ausblick</b>	<b>93</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>97</b>
A.1. Kamera - Andor-Technology . . . . .	98
A.2. Seedlaser - MacroPuls . . . . .	101
A.3. Laser - MacroPuls . . . . .	102
A.4. Seedlaser - AzurLight . . . . .	105
A.5. Laser - AzurLight . . . . .	106
A.6. Wellenlängenmessgerät . . . . .	108
A.7. Schmalen Bandpassfilter des Herstellers Barr . . . . .	110
A.8. Software LabView - Programm: Kamera . . . . .	111
A.9. Software LabView - Programm: Main . . . . .	112
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>113</b>

# Vorwort

## Kurzfassung

Bei der Umwandlung von chemischer zu mechanischer Energie werden heutzutage unter anderem Verbrennungskraftmaschinen verwendet. Zur Steigerung des Wirkungsgrads und Verringerung des Stickstoffoxid-Ausstoßes müssen Komponenten von Gasturbinen am Rande der möglichen Materialbelastung eingesetzt werden. Eine Grundvoraussetzung dafür ist die genaue Bestimmung von Strömungsparametern im Turbineninneren. Durch die gefilterte Rayleigh-Streumessung mit der Frequenzscanmethode (Abk. FRS-FSM) kann hierfür ein optisches Messprinzip verwendet werden, das durch die simultane, nichtinvasive Messung aller relevanten Größen hervorsteicht. Ein Nachteil ist jedoch die Anfälligkeit gegenüber Verschmutzungen durch Verbrennungsrückstände an Sondenoberflächen.

In dieser Arbeit wird untersucht, inwieweit ein Doppelkamera-Aufbau zur Minimierung der Störanfälligkeit des FRS-FSM Verfahrens gegenüber Verbrennungsrückstände führt. Dazu wird die allgemein gebräuchliche Einkamera-Optik erweitert, sodass mittels des Quotients zweier optischer Sensoren Störungen herausgerechnet werden können. Durch die Einbettung in ein Messprogramm wird unter anderem die dafür benötigte Synchronisierung erreicht.

Die optische Auslegung des Strahlengangs erfolgt durch den Vergleich acht unterschiedlicher Konfigurationen, welche eine spätere Verwendung in Gasturbinen ermöglichen soll.

Anhand der Gegenüberstellung von Ein- und Doppelkamarasystem werden die Vor- und Nachteile beider Kamerasysteme bei FRS-FSM Messungen herausgearbeitet.

Unter Laborbedingungen wird gezeigt, dass das Doppelkamarasystem durch einen divergenten Strahlengang umgesetzt werden kann und bei simulierten Störeinflüssen lediglich Messabweichungen von 1,2 % aufweist. Das Doppelkamarasystem erzielt dabei eine Verbesserung um den Faktor 3,4 zum ursprünglichen Einkamarasystem und eignet sich somit besonders für den Dauerbetrieb von FRS-FSM Messungen bei Verbrennungsprozessen.

## Nomenklatur

Symbol	Bezeichnung
$B_{ij}$	Resthintergrundsignal
$C$	Streuquerschnitt Cabanneslinie
$C_{H,ij}$	Frequenzunabhängige Hintergrundstörquelle
$C_{t,ij}$	Hintergrundlicht durch Entstehung an Detektoroptiken
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$d$	Durchmesser
$E$	Energie
$E_S$	Strahlungsenergie
$E_{S0}$	Strahlungsenergie ohne Filter
$E_{S1}$	Strahlungsenergie mit Filter
$\Delta E_M$	Differenz der Energieübertragung
$F_K$	King-Korrekturfaktor
$f$	Lichtfrequenz streuendes Photon
$f'$	Brennweite
$f_0$	Lichtfrequenz ausgesandtes Photon (Laser)
$f_{as}$	Streufrequenz (Anti-Stokes)
$f_r$	Frequenzverschiebung
$f_s$	Streufrequenz (Stokes)
$\Delta f$	Dopplerverschiebung
$h$	Plancksches Wirkungsquantum
$I_0$	Laserintensität
$i$	Energieniveau ruhendes Molekül
$j$	Energieniveau schwingendes Molekül
$K$	Norm des Interferenzvektors $\equiv$ Differenzvektor
$k_b$	Boltzmann-Konstante
$n_{ij}$	Teilchendichte
$O$ -Zweig	Ramanstreuanteil Rotationsübergängen (links verschoben)
$p$	Druck
$Q$ -Zweig	Ramanstreuanteil Rotationsübergängen (unverschoben)
$Q_{FRS,ij}(X,Y)$	FRS-Quotientenwert
$R_{ij}$	Effizienzfaktor des optischen Aufbaus



$R_A$	Realtive Anisotropie
$r$	1. Energieniveau angeregtes Molekül
$r'$	2. Energieniveau angeregtes Molekül
$r_{s,ij}(X,Y)$	Rayleigh-Streuspektrum
$S$ -Zweig	Ramanstreuanteil Rotationsübergängen (rechts verschoben)
$S_{FRS,ij}(X,Y)$	korrigierte Gesamtintensität am Detektor
$s_{BL}$	Abstand um welche der Bildleiter verschoben wird
$T$	Temperatur
$u_0$	Mittlere thermische Gasmolekülgeschwindigkeit
$v$	Geschwindigkeit
$X$ -Parameter	Dimensionslose Frequenz
$x$	Anzahl an Wiederholungen
$Y$ -Parameter	Streuregimevariable (Kennzahl für die spektrale Form)
$\alpha$	Isotoper Anteil des Polarisierbarkeitstensors
$\beta$	Schnittwinkel (Laser- / Geschwindigkeitsvektor)
$\beta'$	Abbildungsmaßstab
$\gamma$	Anisotroper Anteil des Polarisierbarkeitstensors
$\eta$	Scherviskosität des Gases
$\lambda$	Wellenlänge
$\sigma$	Streuquerschnitt Rayleigh-Spektrum
$\sigma_{FRS,ij}(X,Y)$	Simuliertes FRS-Intensitätsspektrum
$\sigma_T$	Standardabweichung Temperatur
$\tau$	Transmissionsspektrum
$\Theta$	Schnittwinkel (Laser- / Beobachtungsvektor)
$\delta$	Schnittwinkel (Laser- / $(\vec{O} - \vec{L})$ -vektor)
$\Theta_1$	Streuwinkel (y - z - Ebene)
$\Phi_1$	Streuwinkel (x - y - Ebene)
$\omega$	Winkelfrequenz
$d\sigma_0^R$	Gesamter differentieller Streuquerschnitt
$d\sigma^R(\Phi_1, \Theta_1)$	Streuquerschnitt pro Raumwinkelement
$d\sigma_0^P$	Polarisierter Streuquerschnitt
$d\sigma_0^{DP}$	Depolarisierter Streuquerschnitt

$\vec{E}_0$	Elektrische Feldrichtung der linear polarisierten Lichtwelle
$\vec{k}_0$	Ausbreitungsrichtung
$\vec{L}$	Laserrichtung
$\vec{n}$	Streurichtung
$\vec{O}$	Beobachtungsrichtung Kamera
$\vec{O}_2$	Beobachtungsrichtung Objekt- zum Bild-Mittelpunkt
$\vec{O}_{2,K}$	Beobachtungsrichtungen Objekt- zum Bild-Mittelpunkt (Kalibriersoftware)
$\vec{O}_{2,opt}$	Beobachtungsrichtungen Objekt- zum Bild-Mittelpunkt (optimiert)
$\vec{\epsilon}_1, \vec{\epsilon}_2$	$\perp$ Polarisationsrichtungen
$\vec{\epsilon}_x$	Projektion der Polarisationsrichtung x-Achse
$\vec{\epsilon}_y$	Projektion der Polarisationsrichtung y-Achse
$\vec{\epsilon}_z$	Projektion der Polarisationsrichtung z-Achse
$\vec{v}$	Geschwindigkeitsvektor

## Abkürzungsverzeichnis

Kürzel	Beschreibung
Abk.	Abkürzung
AD	Analog-Digital
AR	Anti-Reflex
b.E.	beliebige Einheit
bzw.	beziehungsweise
CCD	charge coupled device
CMOS	complementary metal oxide semiconductor
CW	continuous wave
DLL	Dynamic Link Library
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
EOM	elektrooptischer Modulator
E2E	End-to-End
FRS	filtered Rayleigh scattering (gefilterte Rayleigh-Streuung)
FSM	Frequenz-Scan-Methode
FWHM	Full Width at Half Maximum (Halbwertsbreite)
HeNe	Helium-Neon
K	Kamera
KTP	Kaliumtitanylphosphat
NA	Numerische Apertur
Nd:YAG	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat
NI	National Instruments
PID	proportional–integral–derivative controller
ROI	Region of Interest
sCMOS	scientific complementary metal oxide semiconductor
VCR	Vane Cascade Ring
V	Versuch
VI	Virtual Instrument



# Abbildungsverzeichnis

3.1. Streuprozess in Form eines Energieniveaus und als Spektrum. . . . .	11
3.2. Streuungskomponenten einer elektromagnetischen Welle an einem zweiatomigen molekularen Gas. . . . .	13
3.3. Gesamter differentieller Streuquerschnitt. . . . .	14
3.4. Streugeometrie einer einfallenden Lichtwelle an einem Teilchen. . . . .	15
3.5. Streurichtungen und die einfache Dopplerverschiebung. . . . .	19
3.6. Geometrie des optischen Dopplereffekts. . . . .	20
3.7. 3D-Polardiagramm des Rayleigh-Streuquerschnitts. . . . .	21
3.8. Einfluss der Strömungsparameter auf das Rayleigh-Spektrum. . . . .	21
3.9. Drei Linienprofile der Rayleigh-Streuung. . . . .	23
3.10. Simulierte Transmissionsspektrum von Jod (100 mm / 60°C). . . . .	24
3.11. Darstellung des FRS Wirkprinzips. . . . .	25
3.12. FRS-Frequenzscanmethode (FSM). . . . .	27
3.13. Darstellung des Optimierungsprozesses zur Bestimmung der Strömungsparameter . . . . .	28
4.1. Spezifikation: Quanteneffizienz der Kamera 5.5 Neo von Andor. . . . .	35
4.2. Optische Abbildung auf zwei Sensoren eines Doppelkamarasystems. . . . .	37
4.3. Optischer Aufbau des MacroPuls Lasers. . . . .	40
4.4. AzurLight Laser mit externer Wellenlängensteuerung. . . . .	41
4.5. Aufbau einer Jodzelle . . . . .	42
4.6. Jodzellen Vermessungsaufbau. . . . .	43
4.7. Gemessenes Transmissionsspektrum zweier Jodzellen (100/60 und 50/80) in linearer Darstellung. . . . .	44
4.8. Vergleich zwischen den gemessenen Transmissionsspektren und den simulierten Forkey-Spektren. . . . .	45
4.9. Gemessenes Transmissionsspektrum zweier Jodzellen (100/60 und 50/80) in logarithmischer Darstellung. . . . .	46
4.10. Fünf simulierte Transmissionsminima von unterschiedlichen Jodzellen. . . .	47
4.11. Grafische Umsetzung des FRS-FSM Aufbaus. . . . .	50

4.12. Laboraufbau des FRS-FSM Systems. . . . .	51
4.13. Flussdiagramm der LabView Software für den synchronen Betrieb des Doppelkamarasystems mit dem Macropuls Laser. . . . .	52
4.14. Frontpanel des Kamera VIs. . . . .	54
4.15. Frontpanel des Main VIs. . . . .	55
5.1. Unterschied der beiden Kameraaufnahmemodi (Kamerahandbuch). . . . .	58
5.2. Unterschied der beiden Kameraaufnahmemodi (Umsetzung-Laborversuch). . . . .	60
5.3. Unterschied der beiden Aufnahmemodi bei Verwendung von zwei Kameras (Umsetzung-Laborversuch). . . . .	63
5.4. Darstellung der gemessene Werte Drift, Jitter und zeitlicher Schwankung anhand eines Oszilloskops. . . . .	64
5.5. Grundaufbau für das optische System des Doppelkamarasystems. . . . .	67
5.6. Vorüberlegung des optischen Aufbaus mit einem Doppelkamarasystem . . . . .	68
5.7. Unterschiede der Filterwirkung zwischen einem parallelen und divergenten Strahl. . . . .	70
5.8. Interferenzeffekte bei einem FRS-Aufbau mit einer parallelen bzw. divergenten Strahlführung. . . . .	71
5.9. Optischer Aufbau mit Zusatzlinse zwischen Objektiv und Sensor. . . . .	72
5.10. Divergender Strahlengang mit einer Zusatzlinse. . . . .	73
5.11. Strahlungsenergie aufgetragen über den Abstand zwischen Zusatzlinse und Objektiv. . . . .	73
5.12. Prinzip des Winkelbildes. . . . .	77
5.13. Gefilterte Rayleigh-Intensitätspektren über die Wellenzahl des Frequenzscanbereichs. . . . .	78
5.14. Versuchsaufbau - Fensterverschmutzung. . . . .	80
5.15. Verschmutzungsgrade einer dünnen Glasscheibe. . . . .	80
5.16. FRS-FSM Temperatúrauswertung des mittleren Bildpunktes (Einkamerasystem). . . . .	81
5.17. FRS-FSM Temperatúrauswertung des mittleren Bildpunktes (Doppelkamarasystem). . . . .	81
5.18. Resultierendes eindimensionales Temperaturbild des Einkamerasystems aus der Referenzmessung R2 - Leistungsschwankung. . . . .	82
5.19. Resultierendes eindimensionales Temperaturbild des Doppelkamarasystems - Leistungsschwankung. . . . .	82
5.20. Häufigkeitsverteilung der Temperaturwerte aus der FRS-FSM Auswertung eines Einzelkamarasystems mit Leistungsschwankungen. . . . .	83

5.21. Häufigkeitsverteilung der Temperaturwerte aus der FRS-FSM Auswertung eines Doppelkamarasystems mit Leistungsschwankungen. . . . .	84
5.22. FRS-FSM Temperatúrauswertung des Einkamarasystems mit einer während der Messung von 100 % auf 20 % zeitlich linear abfallenden Laserleistung. . . . .	85
5.23. FRS-FSM Temperatúrauswertung des Doppelkamarasystems mit einer während der Messung von 100 % auf 20 % zeitlich linear abfallenden Laserleistung.	86
5.24. Häufigkeitsverteilung der Temperaturwerte aus der FRS-FSM Auswertung eines Einkamarasystems mit auf 20 % künstlich abfallenden Laserleistung. .	87
5.25. Die Häufigkeitsverteilung der Temperaturwerte des Doppelkamarasystems mit künstlich auf 20 % abfallende Laserleistung. . . . .	87





# Tabellenverzeichnis

4.1. Spezifikationen Andor sCMOS Kamera. . . . .	35
4.2. Systemspezifikationen des MacroPuls-Lasers, Verdi-V5-Lasers, AzurLight-Lasers. . . . .	38
4.3. Möglichkeiten von zwei Jodzellenkombinationen. . . . .	48
5.1. Messwerte der Taktung beider Kameras. . . . .	65
5.2. Abstände zwischen Bildleiter, Objektiv und Sensor. . . . .	69
5.3. Auswirkung des Abbildungsmaßstabes $\beta'$ auf die Berechnung der Strahlungsenergie. . . . .	71
5.4. Strahlungsenergie der Konfiguration 7 und 8. . . . .	74
5.5. Referenzmesswerte von Druck, Strömungsgeschwindigkeit und Temperatur. . . . .	75
5.6. Gegenüberstellung der Temperaturergebnisse bei Leistungsschwankungen zwischen einem Ein- und Doppelkameranasytem. . . . .	83
5.7. Gegenüberstellung der Temperaturergebnisse bei linear abfallender Leistung zwischen einem Ein- und Doppelkameranasytem. . . . .	86



# **1. Einleitung**



---

Die industrielle Energieerzeugung ist heute ein wichtiger Bestandteil unserer Infrastruktur. Konventionelle Methoden zur Energiewandlung werden jedoch in den letzten Jahren vor allem durch ihre systembedingten Emissionen kritisiert. Im Jahr 2008 wurde in Deutschland das Recht zur „Luftqualität und sauberen Luft für Europa“ [1] als Gesetz verabschiedet und ist bis heute Grundlage vieler Debatten. Erst im Mai 2018 wurde die Bundesrepublik Deutschland zusammen mit weiteren europäischen Ländern verklagt, da der Grenzwert der Luftqualität überschritten wurde [2]. Lärm- und Schadstoffemissionen müssen vor diesem Hintergrund im Individualverkehr als auch bei Kraft- und Flugtriebwerken weiter gesenkt werden.

Das Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt (Abk. DLR) forscht bereits im Bereich Gasturbinenoptimierung, zu denen sowohl Flugtriebwerke, als auch stationäre Energiewandler zählen. Das Ziel eines Verbunds von DLR-Instituten ist die Entwicklung von leistungsfähigeren und leiseren Gasturbinen unter der Reduktion von Schadstoffemission.

Im Kölner Institut für Antriebstechnik des DLRs wird zur Steigerung des Wirkungsgrads an der Analyse von Verbrennungsprozessen geforscht. Das verwendete Messverfahren beruht auf dem Prinzip von gefilterter Laserstrahlstreuung, mit dessen Hilfe Druck, Temperatur und Geschwindigkeitsfelder in Gasströmungen störungsfrei und orts aufgelöst ermittelt werden können. Die Idee zu diesem Messprinzip wurde erstmals von Shimizu im Jahr 1983 veröffentlicht und durch das Konzept von Miles und Lempert erweitert [3].

Im Rahmen der aktuellen Forschung ist unter anderem ein Ziel, Strömungsparameter an einem Gasturbineneintrittsprofil zu bestimmen. Das zugeführte Gas sollte zur effizienten Verbrennung eine hohe Temperatur aufweisen, wodurch die ersten Schaufelsegmente hohen Belastungen ausgesetzt und an ihrem Grenzbereich der Belastbarkeit betrieben werden. Die Kühlung der Schaufeln erfolgt durch Bohrungen an der Innenseite, sodass die heiße Verbrennungsluft und das Material durch einen Kühlfilm voneinander getrennt werden. Dieses Kühlprinzip hat jedoch seine Grenzen, die sich durch einen Wirkungsgradverlust bei erhöhter Kühlluft ergeben. Das Optimierungspotential ergibt sich aus der exakten Kenntnis der thermofluidodynamischen Eigenschaften. Dadurch kann der Kühlungsprozess optimiert und die Materialabnutzung der Schaufelsegmente verhindert werden.



## 2. Motivation

Für die Applikation strömungsmesstechnischer Methoden zur Untersuchung der Strömungsparameter Druck, Temperatur und Geschwindigkeit von Gasturbinen bestehen im Hauptsächlichen zwei Lösungsansätze. Die Strömungsparameter können über eine Anzahl von Messsystemen ermittelt werden, welche in die Strömung eingebracht werden, oder mit Hilfe eines Systems bei welchen die Messung über optische Zugänge von außen erfolgt.

Messinstrumente, welche innerhalb der Strömung positioniert werden, müssen hohen Temperatur-, Schall- und Schwingungsbelastungen standhalten. Hinzu kommt, dass die jeweilige Strömung durch den darin befindlichen Sondenkörper beeinflusst wird. Der Vorteil der externen Messung besteht darin, dass das Messprinzip nichtinvasiv ist. Die Beobachtung erfolgt durch einen optischen Zugang in Form von Sichtfenstern. Diese benötigen Bauraum, welcher allerdings nur begrenzt vorhanden ist und erschwert den Kühlprozess. Eine weitere Herausforderung besteht in der Verschmutzung der Sichtfenster. Insgesamt sind Sichtfenster sehr kostenintensiv und stör anfällig.

In der Arbeit von Ullrich Doll (2016) [3] wurden die wissenschaftlichen Studien zur Bestimmung der Strömungsparameter unter der Annahme, dass ein thermodynamisches Gleichgewicht von bekannten Stoffkonzentrationen im Messbereich vorhanden ist, erweitert. Er untersuchte beispielsweise den Austritt einer Flugtriebwerksbrennkammer unter realen Betriebsbedingungen. „Dazu wurde ein vollständig sondenbasiertes System mit faserbasierter Laserlichtzuführung und einer endoskopischer Bilddatenerfassung verwendet“ [3].

Im Rahmen dieser Arbeit soll dieses Messsystem weiterentwickelt werden, sodass die Strömungsparameter in einem festgelegtem Messbereich nichtinvasiv und zugleich mit einem möglichst kleinem optischen Zugang ermittelt werden können. Der Transport des Laserlichts erfolgt dabei durch den Lichtwellenleiter und die Beobachtung des gestreuten Laserlichts durch eine Bildleitersonde für die jeweils eine kleine Bohrung durch den Mantel der Versuchsanlage ausreichend ist. Eine entscheidende Herausforderung ist die Verschmutzungsanfälligkeit an der Oberfläche der Bildleiter- und Lasersonde während des Verbrennungsvorganges. Aus der Arbeit von Doll geht hervor, dass das Verhältnis von Nutz- und Störsignal bei Messungen unter realen Bedingungen an Hochdruck- Verbrennungsprüfständen Einschränkungen aufzeigt. In diesem Fall wird das Nutzsignal vom Störsignal überstrahlt. Diese Überstrahlung des Nutzsignals muss in zukünftigen Entwicklungen reduziert werden.



## 2.1. Anforderungen und Ziele

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf der Optimierung des Messsystems unter realen Messbedingungen an einem Hochdruck-Verbrennungsprüfstand. Daher ist eine zu untersuchende Fragestellung, ob das Verschmutzungsproblem an Sondenoberflächen mit Hilfe eines Doppelkamarasystems behoben werden kann. Die Hypothese ist, dass dies durch zwei synchron geschaltete Kameras erreicht wird, welche beide das gleiche Sichtfeld aufnehmen. Jede Kamera ist mit einem unterschiedlichen molekularen Filter ausgestattet, welcher den Streulichtmessanteil der gesamten Laserstrahlstreuung präpariert. Mit einem Quotientenbild der Kameras soll die Leistungsnormierung, welche bislang über die Messung einer Photodiode und mit anschließender Normierung im Auswertungsprogramm erfolgte, ersetzt werden. Des weiteren sollte dadurch die Fenstertransmission normiert werden können.

Das Doppelkamarasystem ist eine Neuentwicklung, für welche bislang keine Vorkenntnisse vorliegen. Aus diesem Grund muss dieses System beginnend von der Auslegung der Optik bis hin zur Implementierung der synchronen Bildaufnahme im Messprogramm von Grund neu konzipiert werden. Die Entwicklung basiert lediglich auf den Erfahrungen des Einkamarasystems.

Ein weiterer Aspekt, welcher im Rahmen dieser Arbeit zu untersuchen gilt, ist die Reduzierung des Störsignals. Um dieses Ziel zu erreichen, soll in Zukunft erstmals eine gepulste Laserquelle eingesetzt werden. Mit dieser sollen die hohen Hintergrundsignale bei Messungen unter realen Betriebsbedingungen vermindert werden, indem die Belichtungszeit beider Kameras kleiner gewählt werden kann. Dies hat den Hintergrund, da ein Pulslasersystem eine höhere Energiedichte pro Belichtungszeit gegenüber dem bisherigen Dauerstrichlasern aufbringt. Für die Systemintegration des Doppelkamarasystems mit einer gepulsten Laserquelle wird eine Ansteuerung benötigt, mit welcher synchrone Kamerabildaufnahmen mittels getakteter Laserpulse erfolgen kann. Hierfür bietet sich die Programmierumgebung LabView an.

Im Rahmen dieser Arbeit sollen alle Messversuche des Doppelkamarasystems unter Laborbedingungen erfolgen. Der Versuchsaufbau soll allerdings bereits so konzipiert werden, dass dieser anschließend in einen Verbrennungsprüfstand überführt werden kann. Dafür arbeitet das DLR bereits in Zusammenarbeit mit der Firma Siemens am Vane Cascade Ring (Abk. VCR) in Berlin zusammen. In diesem Prüfstand wird die Möglichkeit geboten die Messtechnik unter realen Verbrennungsprozessen an einer Gasturbine zu testen. Da-

für werden alle Systeme von einem Computer aus der Hauptzentrale ferngesteuert. Aus diesem Grund wird für die Verwendung des Doppelkamarasystems mit einem Puls laser ebenfalls eine synchrone Ansteuerung benötigt.

Ende des Jahres 2018 soll das in dieser Arbeit entwickelte Doppelkamarasystem am VCR getestet werden.

### **3. Theoretische Grundlagen**

Das folgende Kapitel widmet sich dem Verständnis der grundlegenden Prozesse, die bei einer molekularen Lichtstreuung stattfinden. Zuerst wird ein Überblick über die Grundlagen der Lichtstreuung gegeben. Anschließend wird die Thematik auf das molekulare Filterprinzip erweitert. Da die entstehende Streustrahlung nicht nur aus dem gewünschten Messsignal besteht, muss dieses vom restlichen Störlicht mit einem Filter getrennt werden. Als wesentlicher Teil des neuen Verfahrens wird die sogenannte Quotientenmethode eingeführt. Werden zwei Messsignale zum gleichen Zeitpunkt durch zwei Kameras mit unterschiedlichen molekulare Filtern aufgenommen, können Störeinflüsse durch die Quotientenbildung herausgerechnet werden.

## 3.1. Molekulare Lichtstreuung

Lichtstreuung wird durch Ablenkung einer im sichtbaren Spektrum liegenden elektromagnetischen Welle an kleinen Teilchen beim Durchgang eines Mediums verursacht. Prinzipiell wird solch ein Streuprozess durch die Lorenz-Mie-Theorie<sup>1</sup> beschrieben. Um der Theorie zu entsprechen, muss die einfallende elektromagnetische Welle sowohl während des Streuprozesses als auch danach die Wellengleichung erfüllen [4].

In Abbildung 3.1 ist der Streuprozess mit Hilfe eines Energieschemas (oben) und als Spektrum (unten) dargestellt. Dieser kann als eine virtuelle Absorption des einfallenden Photons mit der Energie  $h \cdot f_0$  und einer nachfolgenden Reemission eines neuen Photons beschrieben werden. Streuprozesse werden in elastische und unelastische unterteilt. Bei einem elastischen Streuprozess trifft das einfallende Photon auf ein nicht schwingendes Molekül mit dem Energieniveau  $i$ , bzw. auf ein bereits schwingendes Molekül mit dem Energieniveau  $j$  (siehe Abbildung 3.1). Bei dieser Art von Streuprozess findet keine Energieübertragung statt ( $\Delta E_M = 0$ ). Das heißt, nach dem Streuprozess bleibt das Molekül in seinem nicht schwingenden oder schwingenden Zustand. Dieser Streuprozess ist nach dem englischen Physiker und Nobelpreisträger Rayleigh benannt worden.

Der unelastische Streuprozess wird als Ramanstreuung bezeichnet. Dieser Effekt wurde 1928 vom Physiker und Nobelpreisträger Raman nachgewiesen. Im Gegensatz zur Rayleigh-Streuung, bei der die Frequenz des einfallenden Lichts mit der gestreuten Lichtfrequenz übereinstimmt, wird beim Ramanprozess ein Teil der Strahlungsenergie  $\Delta E_M < 0$  abgegeben oder  $\Delta E_M > 0$  aufgenommen (siehe Abbildung 3.1). Dies geschieht in Form von

---

<sup>1</sup>Beschreibt die exakte Lösung der Maxwell-Gleichungen für die Streuung einer elektromagnetischen Welle an einem sphärischen Objekt beliebiger Größe.

Rotations- und Vibrationsenergien bei Molekülen. Die Energiebilanz ergibt eine Frequenzverschiebung des gestreuten Lichts. Eine positive Frequenzverschiebung des gestreuten Photons mit der Energie  $h \cdot (f_0 + f_r)$  beschreibt den Ramanstreuanteil der Anti-Stokes-Streuung. Bei Abgabe der Photonenenergie  $h \cdot f_0$  verändert sich die Energie des gestreuten Photons zu  $h \cdot (f_0 - f_r)$ . Dieser Anteil der Ramanstreuung wird als Stokes-Streuung bezeichnet.



Abbildung 3.1.: Darstellung des Streuprozesses in Form eines Energieniveaus (oben) und als Spektrum (unten). Oben: Ein einfallendes Photon mit der Energie  $h \cdot f_0$  regt das streuende Molekül vom Grundzustand  $i$  (nicht schwingend) bzw. Energieniveau  $E=j$  (schwingend) in den Anregungszustand  $r$  oder  $r'$  an. Unten: Ein bei der Relaxation freigesetztes Photon hat entweder dieselbe Frequenz, dann wird dieser Streuprozess als elastisch bezeichnet (Rayleigh) oder ein um  $\pm f_r$  von  $f_0$  verschiedene Frequenz. Dieser Streuprozess wird als unelastisch bezeichnet (Raman). [4]

Im Falle, dass das Molekül nach kurzer Zeit in seinen energetisch tieferen Ursprungszustand zurückfällt und kein Photon emittiert, wird die Photonenenergie in Wärmeenergie umgewandelt.

Im Spektrum der Streustrahlung ist eine Differenz in der Intensität von Stokes-Streuung und Anti-Stokes-Streuung zu erkennen (siehe Abbildung 3.1), welche sich mit dem Streuquerschnitt beschreiben lässt. Jedes Molekül oberhalb der absoluten Nulltemperatur

schwingt. Dabei ist die Frage, ob die Schwingung des Moleküls mit dem einfallenden Photon interagiert. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Molekül streut ist bei im Grundzustand befindlichen Molekül mit dem Energieniveau  $i$  größer, als bei schwingenden Molekülen mit dem Energieniveau  $j$  (siehe Abbildung 3.1).

Ausgehend von der Abbildung 3.1 (unten), liegt die Lichtfrequenz des Photons  $f_0$  im Zentrum des Spektrums. Bei  $f_s$  und  $f_{as}$  liegen zwei weitere Intensitätsübergänge. Das heißt, wird Energie abgegeben ( $\Delta E_M < 0$ ), so ist die Frequenz laut der Photonenenergie der Gleichung 3.1 kleiner. Eine kleinere Frequenz ergibt in der Gleichung 3.2 eine größere Wellenlänge  $\lambda$ , wodurch das Spektrum um genau  $+f_r$  von der Frequenz  $f_0$  verschoben ist. Bei der Anti-Stokes-Streuung wird die Energie des Moleküls größer ( $\Delta E_M > 0$ ) und das Spektrum ist um  $-f_r$  verschoben.

$$E = h \cdot f_0 \quad (3.1)$$

$$c = \lambda \cdot f_0 \quad (3.2)$$

E	=	Energie
h	=	Plancksches Wirkungsquantum
$f_0$	=	Frequenz
c	=	Lichtgeschwindigkeit
$\lambda$	=	Wellenlänge

Das Spektrum aus Abbildung 3.1 (unten) wird mit erhöhter Auflösung in Abbildung 3.2 gezeigt. Spektral betrachtet liegen die Ramanlinien mit Vibrationsübergängen in einer Größenordnung um  $10^3 \text{ cm}^{-1}$  von der Anregungsfrequenz  $f_0$  entfernt<sup>2</sup> [5]. Die energetisch kleineren Rotationsübergänge (Stokes und Anti-Stokes) zeigen um zwei Zehnerpotenzen kleinere Niveauabstände (b). Im Zentrum liegt der elastische Streuanteil der Rayleigh-Streuung (c).

---

<sup>2</sup>Es gibt durchaus noch weiter entfernte Spektrallinien.



Abbildung 3.2.: Die Streuungskomponenten einer elektromagnetischen Welle an einem zweiatomigen molekularen Gas. Dabei ist die Intensität über die Wellenzahl aufgetragen. Die Grafik ist teilweise aus dem Paper von Miles [5] entnommen. Weitere Informationsdetails sind im Rahmen dieser Arbeit hinzugefügt worden.

Young erkannte 1982 [6], dass sich das Zentrum des Spektrums nicht nur aus dem Rayleigh-Streuanteil zusammensetzt, sondern auch aus einem Anteil von Rotationsübergängen der Ramanstreuung. Wie bereits in Abbildung 3.1 dargestellt wurde, wird die Ramanstreuung zwischen Stokes und Anti-Stokes-Streuung differenziert. Neu ist nun, dass sich im Frequenzbereich der Rayleigh-Streuung auch ein Teil der Ramanlinien von Rotationsübergängen befindet, dem sogenannten *Q*-Zweig. Das heißt, die Ramanlinie mit Rotationsübergängen werden in drei Zweige aufgespalten (d). Der darin erhaltende Stokes Zweig (*S*-Zweig) ist auf die Frequenz bezogen hin zur kürzeren Wellenlänge verschoben. Der *Q*-Zweig bleibt spektral unverschoben. Der Anti-Stokes Zweig (*O*-Zweig) ist von der Laserwellenlänge ausgehend hin zur größeren Wellenlänge verschoben. Das Zentrum, wel-

ches aus dem unverschobene  $Q$ -Zweig und dem Rayleigh-Streuanteil besteht wird von She [7] unter dem Begriff der Cabanneslinie zusammengefasst (e).

Aufbauend auf diesen grundlegenden Informationen werden die molekularen Streuprozesse in den nachfolgenden Kapitel einzeln beschrieben.

#### 3.1.1. Mie-Streuung

Für den Fall eines Streuers mit homogener sphärischer Oberfläche entwickelte Gustav Mie im Jahre 1908 seine Theorie zur Streuung von Wellenfeldern. Seine Theorie ist für sphärische Streuer gültig, bei welchen der Radius des Streuers von gleicher oder größerer Größenordnung ist, wie die Länge von der einfallenden Lichtwelle ( $d \geq \lambda$ ) [8]. Diese Streuart wird als Mie-Streuung bezeichnet. Die Intensität der Mie-Streuung ist üblicherweise um mehrere Größenordnungen höher als die Intensität der Rayleigh-Streuung. Rayleigh-Streuung entsteht bei einem Streuprozess, bei welchem der Durchmesser des Streuers im Vergleich zur Lichtwellenlänge sehr klein ist ( $d < \lambda$ ). Das heißt, die Cabanneslinie wird von der Mie-Streuung überlagert und ist ein Störfaktor (siehe Abbildung 3.2 (f)). Da allerdings die Mie-Streuung im Vergleich zur Rayleigh-Streuung eine deutlich kleinerer Bandbreite besitzt kann diese gefiltert werden.

#### 3.1.2. Rayleigh-Streuung

Wie bereits in den einleitenden Worten zur molekularen Lichtstreuung beschrieben, setzt sich das Zentrum der Streuung aus dem Rayleigh-Streuanteil und dem  $Q$ -Zweig der Ramanlinien mit Rotationsübergängen zusammen. Dabei stellt sich die Frage, wie zum einen das Verhältnis zwischen den Ramanlinien von  $O$ - und  $S$ -Zweig zum gesamten differentiellen Streuquerschnitt  $d\sigma_0^R$  aussieht, sowie auch das Verhältnis des Streuanteils der Cabanneslinie

zum gesamten differentiellen Streuquerschnitt<sup>3</sup> (siehe Abbildung 3.3).

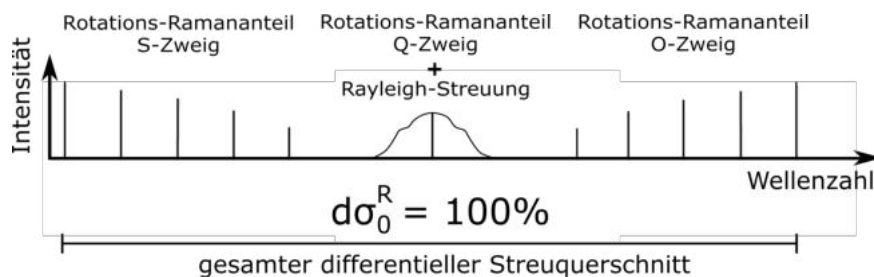


Abbildung 3.3.: Der gesamte differentielle Streuquerschnitt aufgeteilt in den S-Zweig, Cabanneslinie = (Rayleigh + Q-Zweig) und O-Zweig.

<sup>3</sup>Der Streuquerschnitt ist ein Maß für die Stärke einer Streuung.



Zur Beantwortung dieser Frage veröffentlichte Chiao-Yao She 2001 einen theoretischen Nachweis [7]. Hierfür wird die Streugeometrie aus Abbildung 3.4 verwendet. Linear polarisiertes Licht  $\vec{E}_0$  breitet sich in der Richtung  $\vec{k}_0$  entlang der x-Achse aus und streut an einem Teilchen [3].

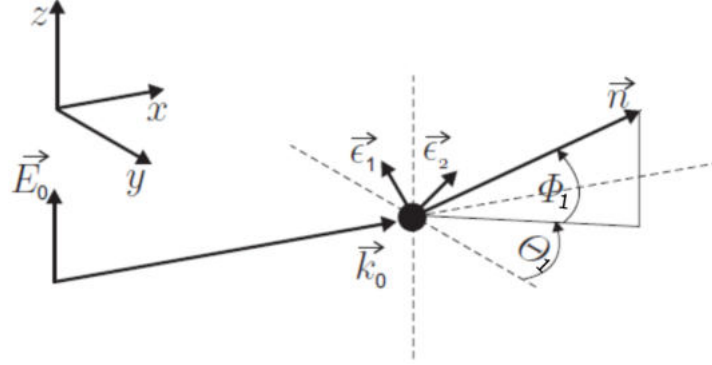


Abbildung 3.4.: Streugeometrie einer einfallenden Lichtwelle an einem Teilchen. Die linear polarisierte Lichtwelle mit elektrischer Feldrichtung  $\vec{E}_0$  breitet sich in der Ausbreitungsrichtung  $\vec{k}_0$  entlang der x-Achse aus und streut an einem Teilchen in Richtung des Vektors  $\vec{n}$ . Das Streulicht hat zwei senkrecht zueinander stehende Polarisationsrichtungen  $\vec{e}_1$  und  $\vec{e}_2$ . [3]

Das gestreute Licht breitet sich in Richtung des Vektors  $\vec{n}$  aus und hat zwei senkrecht zueinander stehende Polarisationsrichtungen  $\vec{e}_1$  und  $\vec{e}_2$  (siehe Gleichung 3.3 und 3.4).

$$\vec{e}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin(\Phi_1) \\ \cos(\Phi_1) \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

$$\vec{e}_2 = \begin{pmatrix} \cos(\Phi_1) \cdot \cos(\Theta_1) \\ -\cos(\Phi_1) \cdot \sin(\Theta_1) \\ \sin(\Phi_1) \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Dabei wird der gesamte differentielle Streuquerschnitt pro Raumwinkelement  $d\sigma^R(\Phi_1, \Theta_1)$  durch Gleichung 3.5 beschrieben:

$$d\sigma^R(\Phi_1, \Theta_1) = \left( \frac{f_0 \cdot \pi^2}{f \cdot \lambda^4} \right) \cdot \left[ \left( \frac{\gamma^2}{15} \right) \cdot ((\vec{\epsilon}_x)^2 + (\vec{\epsilon}_y)^2) + \left( \alpha^2 + \frac{4 \cdot \gamma^2}{45} \right) \cdot (\vec{\epsilon}_z)^2 \right] \quad (3.5)$$

$f_0$  = Frequenz des einfallenden Lichts  
 $f$  = Frequenz des gestreuten Lichts

$\lambda$	=	Wellenlänge des gestreuten Lichts
$\alpha$	=	isotoper Anteil des Polarisierbarkeitstensors
$\gamma$	=	anisotoper Anteil des Polarisierbarkeitstensors
$\vec{\varepsilon}_x$	=	Projektion der Polarisationsrichtung
$\vec{\varepsilon}_y$	=	Projektion der Polarisationsrichtung
$\vec{\varepsilon}_z$	=	Projektion der Polarisationsrichtung
$\Phi_1$	=	Streuwinkel in der x-y-Ebene
$\Theta_1$	=	Streuwinkel in der y-z-Ebene

Werden die Gleichungen 3.3 und 3.4 in die Gleichung 3.5 eingesetzt, so ergeben sich daraus die zwei senkrecht zueinander stehende Streulichtquerschnittsanteile  $d\sigma_1^R(\Phi_1, \Theta_1)$  und  $d\sigma_2^R(\Phi_1, \Theta_1)$  (siehe Gleichung 3.6 und 3.7).

$$d\sigma_1^R(\Phi_1, \Theta_1) = \left(\frac{f_0 \cdot \pi^2}{f \cdot \lambda^4}\right) \cdot \left[\left(\frac{\gamma^2}{15}\right) \cdot \sin^2(\Phi_1) + \left(\alpha^2 + \frac{4 \cdot \gamma^2}{45}\right) \cdot \cos^2(\Phi_1)\right] \quad (3.6)$$

$$\sigma_2^R(\Phi_1, \Theta_1) = \left(\frac{f_0 \cdot \pi^2}{f \cdot \lambda^4}\right) \cdot \left[\left(\frac{\gamma^2}{15}\right) \cdot \cos^2(\Phi_1) + \left(\alpha^2 + \frac{4 \cdot \gamma^2}{45}\right) \cdot \sin^2(\Phi_1)\right] \quad (3.7)$$

Diese beiden Gleichungen sind vom Drehwinkel  $\Phi_1$  um die z-Achse unabhängig. Wird der Streuwinkel  $\Phi_1 = 0$  gesetzt, so ergibt sich für  $\cos^2(\Phi_1 = 0) = 1$  und für den  $\sin^2(\Phi_1 = 0) = 0$ . In diesem Spezialfall ergeben sich für die senkrechten Polarisationsanteil die Streuquerschnitte:

$$d\sigma_1^R(0, \Theta_1) = \left(\frac{f_0 \cdot \pi^2}{f \cdot \lambda^4}\right) \cdot \left(\alpha^2 + \frac{4 \cdot \gamma^2}{45}\right) \quad (3.8)$$

$$d\sigma_2^R(0, \Theta_1) = \left(\frac{f_0 \cdot \pi^2}{f \cdot \lambda^4}\right) \cdot \left(\frac{\gamma^2}{15}\right) \quad (3.9)$$

Durch Addition der Terme 3.8 und 3.9 kann der differentielle Streuquerschnitt  $d\sigma_0^R$  für alle Polarisationsrichtungen angegeben werden:

$$\begin{aligned} d\sigma_0^R &= d\sigma_1^R + d\sigma_2^R \\ d\sigma_0^R &= \left(\frac{f_0 \cdot \pi^2}{f \cdot \lambda^4}\right) \cdot \left[\left(\alpha^2 + \frac{4 \cdot \gamma^2}{45}\right) + \left(\frac{\gamma^2}{15}\right)\right] \\ d\sigma_0^R &= \left(\frac{f_0 \cdot \pi^2}{f \cdot \lambda^4}\right) \cdot \left[\left(\alpha^2 + \frac{7 \cdot \gamma^2}{45}\right)\right] \\ d\sigma_0^R &= d\sigma_0^P + d\sigma_0^{DP} \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned} d\sigma_0^R &= \text{differentieller Streuquerschnitt} \\ d\sigma_0^P &= \text{polarisierter Anteil des Streuquerschnitts} \\ d\sigma_0^{DP} &= \text{depolarisierter Anteil des Streuquerschnitts} \end{aligned}$$

Dabei ist  $d\sigma_0^P$  der polarisierte Anteil und  $d\sigma_0^{DP}$  der depolarisierte Anteil des Streuquerschnitts. Die Polarisationsanteile sind wie folgt definiert:

$$d\sigma_0^P = \left( \frac{f_0 \cdot \pi^2}{f \cdot \lambda^4} \right) \cdot \alpha^2 \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} d\sigma_0^{DP} &= d\sigma_0^P \cdot \frac{7}{45} \cdot R_A \\ R_A &= \frac{\gamma^2}{\alpha^2} \end{aligned} \quad (3.12)$$

$R_A$  = relative Anisotropie

In guter Näherung betragen nach She [7] die relativen Stärken des depolarisierten Rotations-Ramanstreuanteils  $d\sigma_0^{DP}$ :

- $O$ -Zweig = 3/8 (links verschobener Raman-Streuanteil)
- $Q$ -Zweig = 1/4 (unverschobener Raman-Streuanteil)
- $S$ -Zweig = 3/8 (rechts verschobener Raman-Streuanteil).

Das heißt, nur 25 % des depolarisierten Anteils der Rotations-Ramanstreuung ist unverschoben und gleicht dem spektralen Profil des polarisierten Rayleigh-Streuanteils  $d\sigma_0^P$ . Die Addition des  $Q$ -Zweigs mit 25 % des depolarisierten Strahlungsanteil  $\sigma_0^{DP}$  mit dem polarisierten elastischen Streuanteil  $d\sigma_0^P$  ergibt den Streuquerschnitt der Cabanneslinie  $C\sigma$ :

$$\begin{aligned} C\sigma &= d\sigma_0^P + 0,25 \cdot d\sigma_0^{DP} \\ &= \left( \frac{f_0 \cdot \pi^2}{f \cdot \lambda^4} \right) \cdot \alpha^2 + 0,25 \cdot d\sigma_0^P \cdot \frac{7}{45} \cdot R_A \end{aligned} \quad (3.13)$$

Für die restlichen 75 % des depolarisierten, verschobenen Anteils, welcher sich aus dem  $O$ - und  $S$ -Zweig zusammensetzt, ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$d\sigma_0^{DP_{O+S}\text{-Zweig}} = 0,75 \cdot d\sigma_0^P \cdot \frac{7}{45} \cdot R_A \quad (3.14)$$

Die relative Anisotropie  $R_A$  kann mit Hilfe des King-Korrekturfaktors  $F_K$  über den Zusammenhang  $F_K = 1 + (2/9) \cdot R_A$  bestimmt werden, welche durch Bates [9] ermittelt wurde. Dieser Faktor wurde im Wellenlängenbereich von 200 nm bis 1  $\mu$ m berechnet. Bei einem Wellenlängenbereich von 500 nm bis 550 nm beträgt der King-Korrekturfaktor 1,049. Für die Anisotropie  $R_A$  ergibt sich somit ein Wert von 0,2205.

$$R_A = 0,2205$$

Daraus ergeben sich die Verhältnisse des Streuquerschnitts der Cabanneslinie  $C\sigma$  und des depolarisierten Rotations-Ramananteils  $d\sigma_0^{DP_{O+S}\text{-Zweig}}$  zum gesamten differentiellen Streuquerschnitt  $d\sigma_0^R$  zu:

$$\frac{C\sigma}{d\sigma_0^R} = 0,975 \quad (3.15)$$

$$\frac{d\sigma_0^{DP_{O+S}\text{-Zweig}}}{d\sigma_0^R} = 0,025 \quad (3.16)$$

Würde der depolarisierte Anteil wie bei She [7] nicht aufgespalten werden, ergäbe sich für das Verhältnis zwischen polarisierten Anteil  $d\sigma_0^P$  zum gesamten differentiellen Streuquerschnitt  $d\sigma_0^R$  ein prozentuales Verhältnis von 96,7 % und ein depolarisierter Anteil in Höhe von 3,3 % [3].

Der Vergleich von She [7] zu Doll [3] ergibt einen Unterschied von 0,8 % in den Verhältnissen der Streuquerschnitten, welches dem Anteil des  $Q$ -Zweiges zum gesamten differentiellen Streuquerschnitts  $d\sigma_0^R$  entspricht. Der gemeinsame Konsens der beider Wissenschaftler besteht in den Ergebnissen zur elastischen Streuung, die den größten Streuanteil ausmacht. Die Verhältnisse der Streuquerschnitte zwischen She und Doll sind eine qualitative Abschätzungen, mit dessen Hilfe die Definition des Begriffs der Rayleigh-Streuung festgelegt werden kann, welcher in der Literatur nicht klar definiert ist. Im Rahmen dieser Arbeit

wird der Begriff der Rayleigh-Streuung (siehe Abbildung 3.2) für die Zusammensetzung der Cabanneslinie genutzt, welche den elastischen Streuanteil, als auch den depolarisierten  $Q$ -Zweig berücksichtigt.

### Rayleigh-Streuung - Dopplerverschiebung

Die Dopplerverschiebung wird genutzt, um die Geschwindigkeit von Gasen zu bestimmen. Forkey [10] beschreibt das Emissionsspektrum der Rayleigh-Streuung durch das einfallende Laserlicht und die aus der thermischen Molekülbewegung resultierenden Dopplerverbreiterung des gestreuten Lichts (siehe Abbildung 3.8). Mittels einer Unsicherheitsanalyse untersuchte er den Einfluss der Linienbreite des Lasers auf die Bestimmung der Strömungsparameter Temperatur, Druck und Geschwindigkeit. Die daraus resultierende Unsicherheit bei einer Laserlinienbreite von 44 MHz wurde unter 1 % geschätzt [3]. Bei den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Laser beträgt die Laserlinienbreite weit unter 44 MHz, weshalb der Einfluss auf die Bestimmung der Strömungsparameter vernachlässigt wird.

Das Rayleigh-Spektrum kann aufgrund von Strömungsgeschwindigkeiten auf der Frequenzachse von der Laserfrequenz verschoben sein (siehe Abbildung 3.8). Die Verschiebung wird als Dopplerverschiebung bezeichnet. Zur Bestimmung der Dopplerverschiebung ist es nützlich, die Projektion eines Vektors auf einen anderen Vektor zu betrachten. In Abbildung 3.5 A ist die Bewegung eines Moleküls (grauer Kreis)  $\vec{v}$  orthogonal zur Ausbreitungsrichtung  $\vec{L}$  des Lasers dargestellt. Wird die Projektion des Vektors  $\vec{v}$  auf  $\vec{L}$  betrachtet, so beträgt das Skalarprodukt im reellen 2D-Unterraum Null. Das Resultat: es kommt zur keiner Dopplerverschiebung<sup>4</sup>. Im Fall B lässt sich eine Bewegung unter einem Schnittwinkel  $\beta$  von  $0^\circ < \beta < 90^\circ$  erkennen. Daraus folgt das Skalarprodukt  $\vec{L} \cdot \vec{v}$ . Wird das Modell im Fall C auf einen ruhenden Beobachter erweitert, so ergibt sich das Skalarprodukt  $\vec{O} \cdot \vec{v}$ .

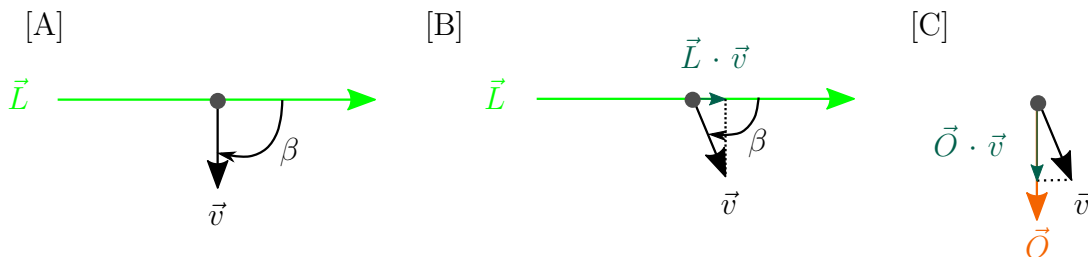


Abbildung 3.5.: Vektorisierte Darstellung der Herleitung der Dopplerverschiebung. Diese wird mit dem Skalarprodukt zweier Vektoren und der Multiplikation mit  $f_0/c$  beschrieben.

<sup>4</sup>Der relativistische Dopplereffekt wird nicht berücksichtigt.

The diagram shows a horizontal green line with a right-pointing arrow labeled  $\vec{L}$ . A point  $O$  is marked on this line. A vertical orange line segment descends from  $O$  to a grey rectangular block. A vector  $\vec{v}$  (blue arrow) originates from  $O$  and points downwards and to the left. A vector  $\vec{\theta} - \vec{L}$  (black arrow) also originates from  $O$  and points downwards and to the left, further than  $\vec{v}$ . A red line segment connects the tip of  $\vec{v}$  to the tip of  $\vec{\theta} - \vec{L}$ . A black arc between the horizontal line and the red segment is labeled  $(\vec{\theta} - \vec{L}) \cdot \vec{v}$ . A blue arc between the horizontal line and  $\vec{v}$  is labeled  $\beta$ . An orange arc between the horizontal line and the red segment is labeled  $\Theta$ . A black arc between the red segment and  $\vec{v}$  is labeled  $\delta$ .

Dabei ist zu Beginn der Laser der Sender und das Molekül der Empfänger, welcher das ausgesandte Laserlicht empfängt. Nach dem Streuprozess übernimmt das Molekül die Rolle des Senders, in dem das Molekül das gestreute Laserlicht zum Beobachter  $O$  sendet (siehe Abbildung 3.6).

Die Intensität der Rayleigh-Streuung hängt von der Lichtwellenlänge und Beobachtungsrichtung ab. Die Streucharakteristik steht im Zusammenhang mit der Polarisierung (siehe Abbildung 3.7). Bei nicht polarisiertem Licht ist die Intensität in alle Richtungen gleich verteilt. Im Gegensatz dazu kommt es durch eine polarisierte Lichtquelle zu einer starken Richtungsabhängigkeit. In Abbildung 3.7 ist die Intensitätsverteilung der Rayleigh-Streuung mit einer schmalbandigen und linear polarisierten Lichtquelle in z-Richtung zu sehen, welche eine deutlich stärkere Streucharakteristik entlang der x-y-Ebene hervorruft [8]. Die richtungsabhängige Intensität wird durch den differentiellen Streuquerschnitt  $d\sigma^R(\Phi_1, \Theta_1)$  (siehe Gleichung 3.5) beschrieben. In den Grundlagen wird der Begriff Rayleigh-Streuung im Zusammenhang mit dem Ramanstreuanteil des Q-Zweiges deklariert. Der Rayleigh-Streuanteil ist polarisiert, während der Q-Zweig depolarisiert ist. Das heißt, der Q-Zweig ist von dieser gestreuten Polarisationsabhängigkeit nicht betroffen.



Abbildung 3.7.: Darstellung eines dreidimensionalen Polardiagramm des Rayleigh-Streuquerschnitts. Linear polarisiertes Licht in Richtung der z-Achse breitet sich entlang der x-Achse aus. Das Licht wird im Ursprung eines Moleküls gestreut. Dabei wird die Intensität in Richtung der Streuung aufgetragen. Der Streuquerschnitt gleicht der Form eines „Donuts“ [11].

## 3.2. Modellierung der Rayleigh-Streuung nach Tenti

Das Rayleigh-Spektrum wird von den thermodynamischen Parametern Druck, Dichte und Temperatur, sowie durch die Strömungsgeschwindigkeit des Gases beeinflusst (siehe Abbildung 3.8). Dabei bewirkt eine Strömungsgeschwindigkeit des Gases eine Verschiebung des Rayleigh-Spektrums entlang der Frequenzachse (siehe Abbildung 3.8), welches der globalen Dopplerverschiebung entspricht. Die thermische Dopplerverbreiterung steht im Zusammenhang mit der Gastemperatur: Je größer die Halbwertbreite (engl. Abk. FWHM) des Rayleigh-Spektrums, desto höher ist die Temperatur des Gases. Die Signalstärke ist proportional zur Dichte und lässt sich durch eine Zunahme an Streuzentren bei gestiegenem Druck erklären, während eine Druckänderung eine Veränderung in der Form des Rayleigh-Spektrums bewirkt (siehe Abbildung 3.9).

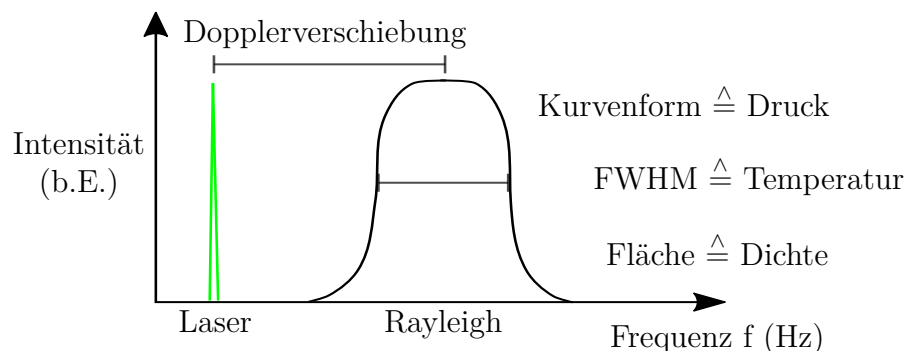


Abbildung 3.8.: Einfluss der Strömungsparameter auf das Rayleigh-Spektrum. Aufgrund einer Strömungsgeschwindigkeit ist das Rayleigh-Spektrum von der einfallenden Laserfrequenz (grün) frequenzverschoben. Die Gesamtintensität bleibt bei einer unveränderlichen Gaszusammensetzung proportional zur Gasdichte. Die Halbwertbreite ist proportional zu der Wurzel aus der Temperatur und die Druckinformation steckt im Profil des Messvolumens [8].

Für eine genaue Profilberechnung des Rayleigh-Spektrums wird das sogenannte Tenti-S6-Modell verwendet. Dieses Modell berechnet das Streuspektrum eines zweiatomigen Moleküls. Dazu führt das Modell ein dimensionslosen Parameter  $Y$  (Streuregimevariable) und eine dimensionslose Frequenz  $X$  ein [3]. Der  $Y$ -Parameter wird als Kennzahl für die spektrale Form und den Gaszustand verwendet. Er ist wie folgt definiert [12]:

$$Y = \frac{p}{\sqrt{2} \cdot K \cdot u_0 \cdot \eta} = \frac{n \cdot k_B \cdot T}{\sqrt{2} \cdot K \cdot u_0 \cdot \eta} \quad (3.18)$$

$$K = \frac{4 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right) \quad (3.19)$$

$$u_0 = \sqrt{\frac{k_B \cdot T}{m}} \quad (3.20)$$

$Y$	= Streuregimevariable = Kennzahl für die spektrale Form
$K$	= Norm des Interferenzvektors $\equiv$ Differenzvektor
$\Theta$	= Winkel zwischen der einfallenden Welle und der Richtung des Beobachters
$u_0$	= Mittlere, thermische Gasmolekülgeschwindigkeit
$\eta$	= Scherviskosität des Gases
$k_B$	= Boltzmann-Konstante
$n$	= Teilchendichte
$p$	= Druck
$T$	= Temperatur

Der dimensionslose Frequenzparameter  $X$  wird mit der Winkelfrequenz  $\omega$  bestimmt [12]:

$$X = \frac{\omega}{\sqrt{2} \cdot K \cdot u_0} \quad (3.21)$$

Anhand der Definition des  $Y$ -Parameters kann eine Einordnung des Rayleigh-Streuprozesses für unterschiedliche gasdynamische Zustände vorgenommen werden:

- $Y \ll 1$  (Knudsen Regime - niedriger Druck, hohe Temperatur)
- $Y \gg 1$  (Hydrodynamisches Regime - hoher Druck, niedrige Temperatur)
- $Y \approx 1$  (Kinetisches Regime - Überlagerung thermischer und akustischer Effekte)



Zur Veranschaulichung sind dafür in Abbildung 3.9 drei verschiedene Rayleigh-Streuprofile dargestellt. Wenn die Temperatur und der Druck im Verbrennungsraum sehr hoch ist ( $Y=8$ ), so dominiert die Molekülbewegung von Kollisionen und es entstehen die akustischen Seitenbänder im Profil. Dominiert hingegen die thermische Bewegung ( $Y=0,8$ ), so nimmt das Profil die Form einer Gaußkurve an. Das heißt, der  $Y$ -Parameter macht nur eine Aussage über die Form des Spektrums, nicht über seine absolute Breite oder Höhe.

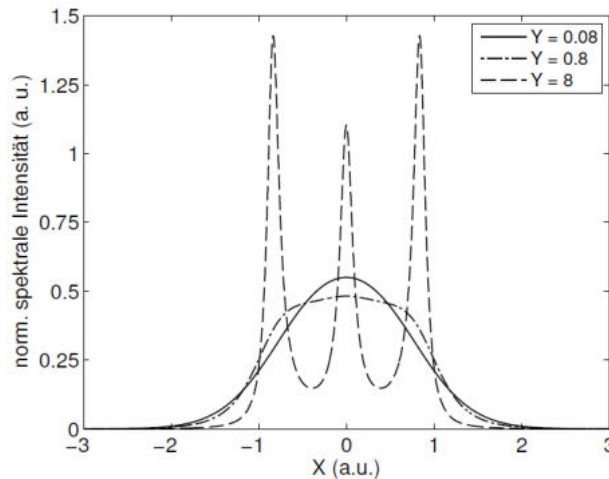


Abbildung 3.9.: Drei Linienprofile der Rayleigh-Streuung für das Knudsen ( $Y=0,08$ ), das kinetische ( $Y=0,8$ ) und das hydrodynamische Regime ( $Y=8,0$ ) [3].

### 3.3. Gefilterte Rayleigh-Streuung

Aufgrund der Tatsache, dass die Rayleigh-Streuung während eines Messvorgangs von der Mie-Streuung überstrahlt wird, ist eine Untersuchung der Strömungsparameter ohne geeignete Filterung nicht möglich. Die Mie-Streuung ist im Gegensatz zur Rayleigh-Streuung spektral sehr schmalbandig. Mit Hilfe eines passenden Filters kann die Mie-Strahlung gänzlich absorbiert werden, während vom Rayleigh-Signal lediglich der Kern absorbiert wird. Der restliche Anteil, welcher über die Absorptionskennlinie hinausragt, bleibt als Messsignal erhalten und kann zum Beispiel mit einer Kamera detektiert werden (siehe Abbildung 3.11, grau mattierter Bereich). Die so separierte Rayleigh-Streuung wird Filtered Rayleigh Scattering (Abk. FRS, in deutsch: gefilterte Rayleigh-Streuung) genannt.

Idealerweise sollten die Absorptionskennlinien des Filters sehr steil sein, sodass möglichst viel Rayleigh-Anteil erhalten bleibt und eine hohe Auflösung gewährleistet werden kann. Des weiteren sollte der Filter außerhalb des Absorptionsbereichs eine sehr hohe Transmission aufweisen, um das Streusignal möglichst wenig zu beeinflussen. Aufgrund dieser

komplexen Abhängigkeiten bedarf es bei der Auswahl eines geeigneten Filters einer möglichst genauen Bestimmbarkeit des Transmissionsspektrums.

#### 3.3.1. Molekulare Filterung

Die Standardmethode zur Filterung von Streulicht ist die molekulare Filterung. Sie hat den Vorteil, dass sie die Mie-Streuung präzise aus dem Rayleigh-Spektrum heraus präparieren kann. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Laserlichtquelle emittiert Licht bei einer Wellenlänge von 532 nm. In diesem Wellenlängenbereich bietet sich aufgrund der Materialeigenschaften Jod für eine Filterung an, da hier mehrere starke Absorptionsübergänge vorhanden sind. Das Jod wird in eine schmale beheizbare Glasküvette gefüllt. Bei Regelung der Temperatur der Küvette ist beim Überschreiten der sogenannten Sättigungstemperatur das gesamte Jod verdampft und die Teilchendichte bleibt bei höheren Temperaturen unverändert. Für den molekularen Filter ist das Lambert-Beer-Gesetz<sup>5</sup> gültig.

Zur Darstellung des Jod-Transmissionsspektrums wurde von Forkey ein Programm veröffentlicht, mittels welchem sich das Transmissionsspektrum für einen ausgewählten Wellenzahlbereich berechnen lässt (siehe Abbildung 3.10) [3].

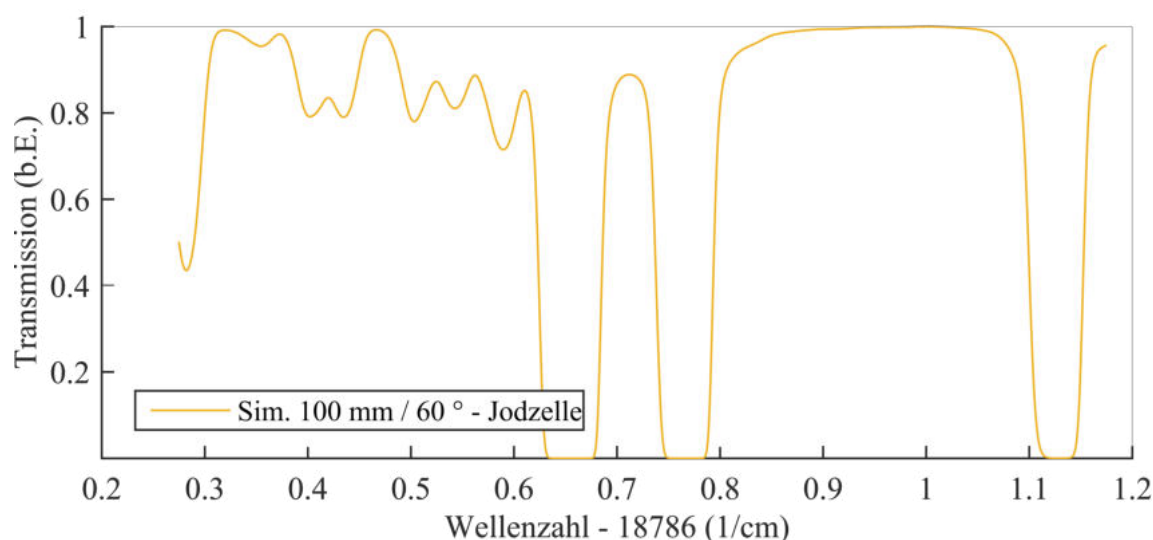


Abbildung 3.10.: Das simulierte Transmissionsspektrum von Jod einer 100 mm langen und eine auf 60°C temperierte Zelle liefert im Wellenzahlbereich von 0,6 cm<sup>-1</sup> bis 0,81 cm<sup>-1</sup> zwei Absorptionsmaxima, welche sich für eine Filterung des FRS Signals eignen. Für den Erhalt der tatsächlichen Wellenzahl muss der x-Achsenwert zu der Wellenzahl 18786,0 cm<sup>-1</sup> addiert werden.

<sup>5</sup>Die Abschwächung der Intensität einer Strahlung bei dem Durchgang durch ein absorbierendes Medium, in Abhängigkeit von der Konzentration der absorbierenden Substanz und der Schichtdicke.

Diese Simulation ist für eine FRS Messung zu ungenau und kann nicht zur Kalibrierung des Transmissionsspektrums dienen, weshalb zur Bestimmung des Transmissionsspektrums ein experimentelles Messverfahren notwendig ist. Hierfür wird ein Laser frequenzselektiv durchgestimmt und das homogen streuende Licht durch einen Detektor hinter einer Mattscheibe gemessen. Weitere Einzelheiten zum Messverfahren werden im Kapitel 4.1.3 beschrieben.

### Mathematische Formulierung des Filterprinzips

Die gefilterte Rayleigh-Intensität wird mathematisch durch ein Produkt aus Rayleigh-Spektrum und Jod-Transmissionsspektrum beschrieben. Dieses Prinzip ist in Abbildung 3.11 zu sehen. Hierbei beleuchtet ein schmalbandiger Laser der Frequenz  $f_0$  ein Volumen. Die Bandbreite und Frequenz der Mie-Streuung, welche sich im Zentrum von Abbildung 3.11 befindet, ist mit der des Lasers identisch. Die FRS Intensität, als verbleibender Anteil des Streulichts, ist in Abbildung 3.11 durch den grau mattierte Bereich gekennzeichnet [3].

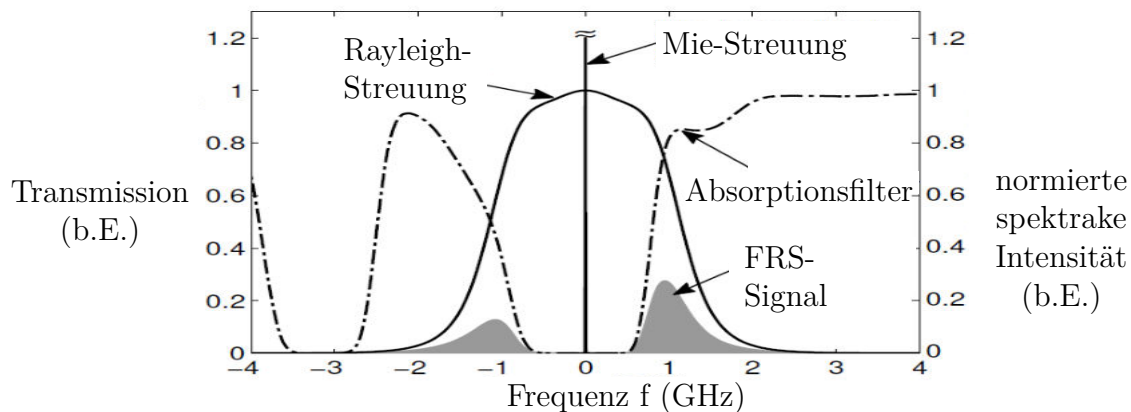


Abbildung 3.11.: Darstellung des FRS Wirkprinzips. Das schmalbandige, von großen Partikeln (Mie) gestreute Licht wird absorbiert, während Anteile des Rayleigh-Streulichts den Transmissionsfilter an den Flanken passieren. Das Produkt des Streuspektrums mit dem Filter ergibt den FRS Intensitätswert (grau mattierter Bereich) an der Wellenzahl des Lasers. [3]

Für eine Auswertung von Strömungsparametern werden Intensitätswerte über mehrere Frequenzen hinweg benötigt. Der Vorgang, bei welchem FRS Intensitäten systematisch über einen Frequenzbereich erfasst werden, wird als Frequenzscan bezeichnet und wird in Kapitel 3.4 beschrieben.

Bei einem Frequenzscan wird nicht mehr von einer Produktbildung gesprochen, sondern das Produkt zweier Spektren besteht aus dem Faltungssintegral. Die Gleichung zur Beschreibung des Faltungssatzes für die Bestimmung eines FRS Intensitätsspektrums  $\sigma_{FRS,ij}(X, Y)$  lässt sich mit dem Rayleigh-Spektrum  $r_s$  und dem Transmissionsspektrum  $\tau$  des Filters für jeden Bilddatenpunkt (i,j) angeben [3].

$$\sigma_{FRS,ij}(X, Y) = \sigma \int_{-\infty}^{+\infty} r_{s,ij}(X, Y) \cdot \tau(f_0 + \Delta f_{ij}) df_0 \quad (3.22)$$

$\sigma_{FRS,ij}$	=	berechnetes gefiltertes Rayleigh-Intensitätsspektrum
$\sigma$	=	Streuquerschnitt der Rayleigh-Streuung
$r_{s,ij}(X, Y)$	=	Rayleigh-Spektrum aus dem Tenti-S6-Modell
$\tau$	=	Transmissionskurve

Der Detektor registriert demnach die über alle Frequenzen integrierte Rayleigh-Intensität, welche den Filter an den Flanken passiert. Diese Rayleigh-Intensitäten sind frei von Störquellen, die bei realen Messungen jedoch auftreten können. Die gesamte am Detektor gemessene Intensität ist daher bestimmt durch den Ausdruck:

$$S_{FRS,ij}(X, Y) = R_{ij} \cdot I_0 \cdot (n_{ij} \cdot \sigma_{FRS,ij}(X, Y) + (B_{ij}(f_0) \cdot \tau(f_0)) + (B_{ij}(f) \cdot \tau(f_0 + \Delta f_{ij})) + C_{t,ij}) + C_{H,ij} \quad (3.23)$$

$S_{FRS,ij}(X, Y)$	=	korrigierte Gesamtintensität am Detektor
$\sigma_{FRS,ij}$	=	berechnetes FRS-Spektrum
$R_{ij}$	=	Effizienzfaktor des optischen Aufbaus
$I_0$	=	Laserintensität
$B_{ij}$	=	Resthintergrund
$C_{t,ij}$	=	Hintergrundlicht durch Entstehung an den Detektoroptiken
$C_{H,ij}$	=	frequenzunabhängige Hintergrundstörquellen
$n_{ij}$	=	Teilchendichte

Das für den Bildpunkt (i,j) berechnete gefilterte Rayleigh-Spektrum  $\sigma_{FRS,ij}$  über die Wellenzahl wird hierbei mit der positionsabhängigen Teilchendichte  $n_{ij}$  multipliziert und mit den Streulichtanteilen  $B_{ij}$  der Oberflächenstreuung von Laser- und Streufrequenz, sowie dem Durchgangsstreuparameter  $C_{t,ij}$  addiert. Anschließend wird die Effizienz  $R_{ij}$  des optischen Aufbaus, sowie die Intensität  $I_0$  des Lasers mit dem Ausdruck multipliziert und mit der frequenzunabhängigen Hintergrundstörquelle  $C_{H,ij}$  addiert. Letzteres kann durch einen Offset des Detektors oder ein konstantes Umgebungslicht zu Stande kommen.

### 3.4. Frequenzscanmethode

Bei Verwendung der FRS-Frequenz-Scan-Methode (Abkürzung: FRS-FSM) wird die Laserfrequenz unter gleichbleibenden Strömungseigenschaften verstimmt (siehe Abbildung 3.12). Durch diese Verstimmung schiebt sich das Rayleigh-Spektrum über die Absorptionslinie des Filters, welcher eine gewisse Breite aufweisen muss, um die Mie-Streuung an mehreren Frequenzmesspunkten herausfiltern zu können. Bei jeder Frequenz ergibt sich eine unterschiedliche FRS Streulichtintensität, welches sich durch die Änderung der Produktbildung von Rayleigh- und Jod-Transmissionsspektrum erklären lässt. Dies ist durch die farbig gekennzeichneten Bereiche in Abbildung 3.12 dargestellt.

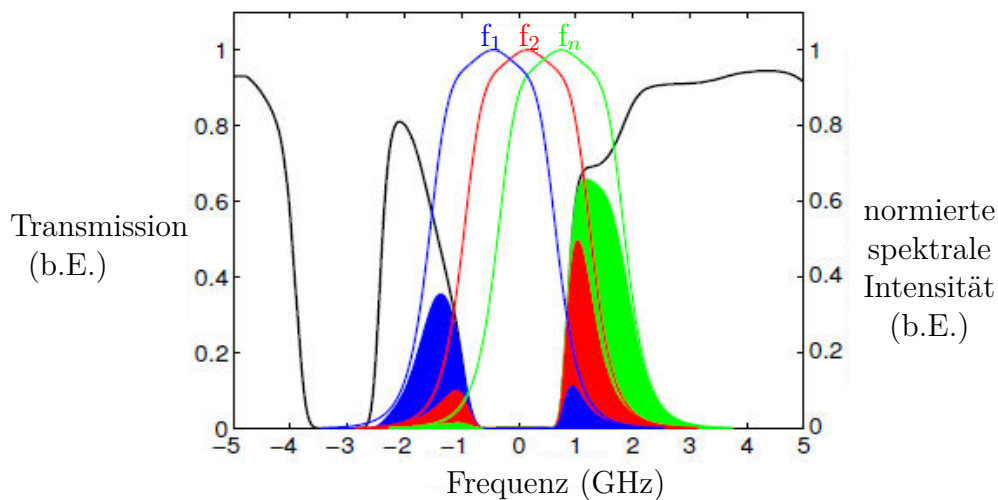


Abbildung 3.12.: Die Frequenzscan-Methode ermöglicht es durch Verstimmung der Laserfrequenz entlang des Absorptionsprofils des molekularen Filters ein FRS Spektrum zu erzeugen. [3]

#### 3.4.1. Auswertungsverfahren - Bestimmung der Strömungsparameter

Für die Bestimmung der Strömungsparameter an einem Messpunkt in der Brennkammer wird zunächst ein Intensitätsspektrum mit dem FRS-FSM Verfahren mit einer Photodiode aufgenommen. Je Frequenzschritt ergibt sich eine gemessene gefilterte Rayleigh-Intensität für die Photodiode, welche in Abbildung 3.13 in rot über der Wellenzahl aufgetragen wird. Anschließend werden im Tenti-S6-Modell (siehe Gleichung 3.18 und 3.21) beliebige Temperatur, Druck und Geschwindigkeitswerte angenommen, aus denen zunächst ein Rayleigh-Spektrum für den Ort der Photodiode berechnet wird. Das Produkt mit dem Jod-Transmissionsspektrum ergibt den berechneten gefilterten Rayleigh-Intensitätswert an der Wellenzahl des Lasers. Mit der Frequenzscanmethode werden für jeden Frequenz-

schritt die Intensitätswerte berechnet, woraus sich das in Abbildung 3.13 schwarz gepunktet berechnete Spektrum ergibt. Durch Variation der Strömungsparameter des Tenti-S6-Modells, wird das Spektrum durch den Levenberg-Marquardt Algorithmus so lange optimiert, bis es mit dem gemessenen Spektrum übereinstimmt (siehe Abbildung 3.13, blau gestrichelt). Der Levenberg-Marquardt Algorithmus ist ein numerischer Optimierungsalgorithmus, welcher zur Lösung nichtlinearer Ausgleichs-Probleme die Methode der kleinsten Fehlerquadrate verwendet. Die optimierten Abweichungen werden hierbei Residuen genannt. Anschließend können aus dem aus dem Modellzustand die Strömungsparameter abgelesen werden.

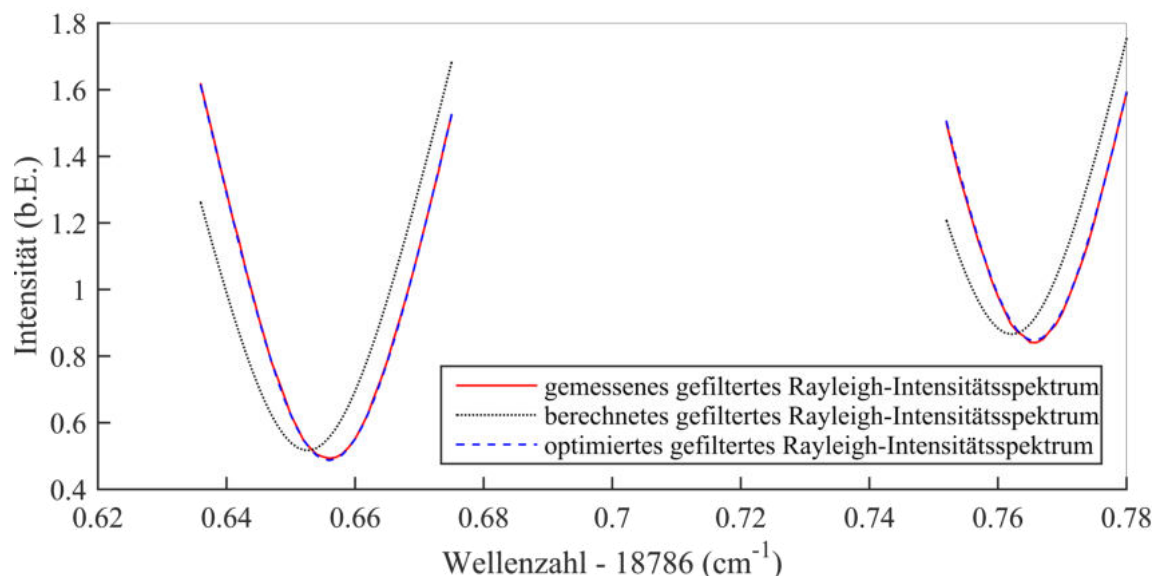


Abbildung 3.13.: Darstellung der Auswertungsgrafik zur Bestimmung der Strömungsparameter an einem Messpunkt in der Brennkammer. Das rote Spektrum entspricht dem gemessenen gefilterten Rayleigh-Intensitätsspektrum für die Messwerte der Photodiode über der Wellenzahl des Lasers. Das schwarz gepunktete Spektrum entspricht einem berechneten Spektrum aus dem Tenti-S6-Modell mit beliebigen Startwerten von Druck, Temperatur und Geschwindigkeit und in blau gestrichelt wird das optimierte Spektrum des Tenti-S6-Modells dargestellt. Die Parameter für dieses berechnete Spektrum entsprechen den Strömungsparametern an dem einen Messpunkt in der Brennkammer.

Dieses Verfahren wird bei FRS-FSM Messungen für mehrere aneinander gereihete Photodioden durchgeführt, welches dem Prinzip eines Kamerasensors entspricht. Jede Photodiode entspricht nun einem Bildpunkt, welcher einem örtlich aufgelösten Messpunkt im Messbereich zugeordnet ist. Pro Frequenzschritt wird für jeden Bildpunkt einer Bildzeile eine Intensität gemessen bzw. berechnet, woraus sich die Intensitätsspektren ergeben. Aus dem Auswertungsverfahren ergibt sich ein eindimensionales, ortsaufgelöstes Druck-, Temperatur und Geschwindigkeitsbild.

### 3.5. Quotientenmethode

Bei der Bestimmung von Strömungsparametern wird ein Verfahren benötigt, welches unerwünschte Störeinflüsse aus einer Messungen herausrechnen kann. Die Quotientenmethode ermöglicht dies durch eine Division. Im Fall von FRS-FSM Messungen wird durch Division zweier paralleler Kameraaufnahmen der Einfluss von Leistungsschwankungen, sowie des optischen Effizienzfaktors, eliminiert.

Setzt man hierfür Gleichung 3.23 der einen Kamera in den Nenner, sowie der anderen Kamera in den Zähler eines beliebigen Bruchs ein, so erhält man über den Frequenzsan das FRS Quotientenspektrum eines Bildpunktes (ij) (siehe Gleichung 3.24).

$$Q_{FRS,ij}(X, Y) = \frac{A}{B} \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} A = & R_{ij} \cdot I_0 \cdot (n_{ij} \cdot s_{FRS,1,ij}(X, Y) + (B_{ij}(f_0) \cdot \tau_1(f_0)) \\ & + (B_{ij}(f) \cdot \tau_1(f_0 + \Delta f_{ij})) + C_{t,ij}) + C_{H,ij} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B = & R_{ij} \cdot I_0 \cdot (n_{ij} \cdot s_{FRS,2,ij}(X, Y) + (B_{ij}(f_0) \cdot \tau_2(f_0)) \\ & + (B_{ij}(f) \cdot \tau_2(f_0 + \Delta f_{ij})) + C_{t,ij}) + C_{H,ij} \end{aligned}$$

$$\frac{A}{B} = \frac{n_{ij} \cdot s_{FRS,1,ij}(X, Y) + (B_{ij}(f_0) \cdot \tau_1(f_0)) + (B_{ij}(f) \cdot \tau_1(f_0 + \Delta f_{ij})) + C_{t,ij}) + C_{H,ij}}{n_{ij} \cdot s_{FRS,2,ij}(X, Y) + (B_{ij}(f_0) \cdot \tau_2(f_0)) + (B_{ij}(f) \cdot \tau_2(f_0 + \Delta f_{ij})) + C_{t,ij}) + C_{H,ij}}$$

$$Q_{FRS,ij}(X, Y) = \text{FRS Quotientenwert}$$





## **4. Messsystem**

Das Ziel dieser Arbeit ist die experimentelle Bestimmung der Störanfälligkeit eines so genannten Doppelkamarasystems in Relation zum bisher verwendeten Einkamarasystem. Hierfür wird ein Messaufbau benötigt, welcher eine synchrone Bildaufnahme von zwei Kameras ermöglicht. Der zu realisierende Aufbau soll bereits für den Anwendungsfall bei Messungen in Hochdruck-Verbrennungsprüfständen ausgelegt werden. Aufgrund der begrenzten optischen Zugänglichkeit des Messbereiches innerhalb einer Gasturbine erfolgt die Bildübertragung über einen Bildleiter. Dieser besteht aus einem Glasfaserbündel und ermöglicht so den Transport von Bildinformationen.

### 4.1. Hardware

Neben der theoretischen Auslegung des Experiments ist die Auswahl von geeigneten Hardwarekomponenten von ausschlaggebender Bedeutung. Neben einer Verwendbarkeit bei Prüfstandsmessungen, besteht eine weitere Nebenbedingung in der Fernsteuerbarkeit der Messung. Diese ist durch einen von den Turbinen erzeugten Lärmpegel von etwa 160 dB begründet.

Im Folgenden werden die drei Komponenten Kamera-, Laser- und Filtersystem zur Auslegung eines Doppelkamarasystems für FRS-FSM Messungen erläutert.

#### 4.1.1. Kamerasystem

Die Auswahl einer geeigneten Kamera ist ein entscheidendes Kriterium für die Messqualität. Allgemein unterscheidet man zwischen den Kamera-Sensortypen „CMOS“<sup>1</sup> und „CCD“<sup>2</sup>, welche beide für unterschiedliche Anforderungen ausgelegt sind.

Aufgrund ihrer Architektur ermöglichen CMOS-Sensoren eine deutlich höhere Bildwiederholungsrate. Die Pixel sind im Gegensatz zu den CCD-Sensoren mit separaten Steuerbausteine ausgestattet. Die Ladungsspeicher der einzelnen Pixel sind über Transistoren adressierbar und werden Halbspaltenweise parallel ausgelesen. Jeder Phototransistor repräsentiert ein Pixel. Dies ist insofern vorteilhaft, da es ermöglicht Bildausschnitte frei zu definieren und gezielt zu adressieren. Ein Sensorbereich mit relevantem Bildinhalt (engl. Region of Interest) kann so durch die CMOS-Architektur mit erhöhter Frequenz ausgelesen werden. Die Auswertungselektronik wandelt Pixelladungen bereits im jeweiligen Pixel zu Spannungen um. Dadurch treten Empfindlichkeitsunterschiede zwischen den Bildpunk-

---

<sup>1</sup>Abkürzung für den englischen Begriff: complementary metal oxide semiconductor (CMOS).

<sup>2</sup>Abkürzung für den englischen Begriff: charge coupled device (CCD).

ten auf, welche das Dunkelrauschen bei geringer Helligkeit verstärken [13].

Umgekehrt dazu stellt das Hauptkriterium zur Auswahl eines CCD-Sensors seine hohe Lichtempfindlichkeit dar. Diese wird aufgrund des besseren Füllfaktors eines Pixels erzielt. Der Füllfaktor ist für die Konversion einfallender Photonen wirksamen Flächenanteil eines Pixels definiert. Die Umwandlung der Pixelladungen erfolgt beim CCD-Sensor durch einen zentralen AD-Wandler<sup>3</sup>, welcher eine hohe Homogenität im Bild erzielt [14].

Bei einem Binnning werden entlang einer oder zwei Bildachsen Ladungsträger benachbarter Pixel zusammengefasst. Diese Technik verkleinert zwar die räumliche Auflösung, erhöht jedoch die Empfindlichkeit. Durch das Zusammenfassen der Pixel können schnellere Bildwiederholungsraten ermöglicht und das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert werden. Als Beispiel ein 2x2 Binning: Es werden zwei horizontale und zwei vertikale Pixel zu einem Verbund zusammengefasst, wodurch sich die Auflösung des Sensors auf 1/4 reduziert und das Bild um einen Faktor 4 heller wird. Hinsichtlich der verkleinerten Auflösung, verringert sich die Auslesezeit und bei CCD-Sensoren auch das Ausleserauschen um ein viertel. Im Gegensatz zu CMOS Sensoren, profitieren CCD Sensoren hierbei durch den zentralen AD-Wandler, der die Pixel-Ladungen gebündelt wandelt. Bei einem CMOS-Binning wird lediglich die Datenmenge reduziert und die Ausleserate erhöht.

### **Systemanforderungen - Kamera**

Bei FRS Messungen ist wegen einer schwachen Signalstärken vor allem die Empfindlichkeit der Sensor-Pixel bedeutend, weshalb bei der Auswahl einer geeigneten Kamera auf die Quanteneffizienz geachtet werden muss. Des weiteren soll im Messaufbau die Option bestehen, dass entweder ein Dauerstrich- oder ein Pulslaser verwendet werden kann. Für die Wahl eines Pulslasers müssen aufgrund der Pulstaktrate des Pulslasers hohe Bildwiederholungsraten der Kamera zu Verfügung stehen. Sollte die Bildwiederholungsrate nicht mindestens der Pulstaktrate des Lasers entsprechen ist eine kontinuierliche Datenerfassung der Laserpulse nicht umsetzbar. Neben diesen Eigenschaften wird für die Kamera auch eine kurze Belichtungszeit benötigt, da während einer Messung trotz des molekularen Filters (siehe Kapitel 3.3.1), Störlichtsignal in das System gelangt. Bei einer zu langen Belichtungszeit übersteigt das Störlicht das eigentliche Messsignal, wodurch keine quantitative Auswertung ermöglicht werden kann. Im Folgenden sind die Anforderungen für das FRS Kamerasystem zusammengefasst:

---

<sup>3</sup>Abkürzung für Analog-Digital-Wandler. Der AD-Wandler verarbeitet ein analoges Eingangssignal in einen digitalen Datenstrom welcher gespeichert werden kann.

1. Eine möglichst hohe Lichtempfindlichkeit der Pixel, zur Verbesserung der Signalstärke des Messsignals.
2. Eine möglichst kleine Belichtungszeit, zu Unterdrückung des Störsignals.
3. Eine möglichst große Bildwiederholungsrate, welche mindestens der Laserpulstaktrate entsprechen muss, um einen kontinuierlichen Datenfluss zu ermöglichen.
4. Eine möglichst hohe Ausleserate, um eine maximale Bildwiederholungsrate zu erzielen.
5. Ein möglichst minimales Ausleserauschen, sodass die Signalstärke des bereits schwachen Messsignals nicht noch weiter geschwächt wird.

Die folgenden Zusatzanforderungen müssen bei der Wahl des Sensortyps für FRS Messungen integriert sein:

- Global Shutter - Funktion<sup>4</sup>
- Binning - Funktion
- frei wählbarer Sensorausschnitt (Region of Interest)

#### **Kameramodel: Neo 5.5 sCMOS von Andor-Technology**

Für die angestrebten FRS Messungen bietet der „sCMOS“-Sensortyp<sup>5</sup> die Vorteile, dass er eine schnelle Ausleserate und somit auch eine hohe Bildwiederholungsrate ermöglicht. Darüber hinaus bietet er eine höhere Lichtempfindlichkeit gegenüber klassischen CMOS-Sensoren [15]. Funktionen wie der Global Shutter, das Binning und der frei wählbaren Bildausschnitt (Region of Interest), können aufgrund der Pixelstrukturen erfüllt werden. Eine Implementierung der sCMOS Struktur findet sich im Kameramodell Neo 5.5 sCMOS der Firma Andor-Technology wider [16]. Dieses Model wird in dieser Arbeit verwendet.

Bei voller Auflösung von 2560 x 2160 Pixeln tastet die Kamera unter Verwendung des Global Shutters mit einer Bildrate von 50 Bilder pro Sekunde ab (siehe Tabelle 4.1). Durch eine Reduktion des aktiven Sensorausschnitts können bei einer 17-fach kleineren Sensorfläche bis zu 844 Bilder pro Sekunde bei maximaler Auslesegeschwindigkeit erreicht werden. Die Spezifikationen der Kamera von Andor-Technology sind in der Tabelle 4.1 aufgelistet.

---

<sup>4</sup>Bei der Global Shutter - Funktion werden alle ausgewählten Pixel gleichzeitig für eine definierte Belichtungszeit belichtet.

<sup>5</sup>Abkürzung für den englischen Begriff: scientific complementary metal oxide semiconductor (sCMOS).

Aktive Pixel	2560 x 2160 (5,5 Megapixel)
Sensorgröße	16,6 x 14,0 mm (21,8 mm Diagonale)
Pixelgröße	6.5 $\mu\text{m}$
Bit-Tiefe	11 oder 16 bit
Max. Quanteneffizienz	57 %
Auslesezeit Pixel	(280 (2x), 200 (2x), 100 (2x), 10 (2x)) MHz
Min. Belichtungszeit	9.37 $\mu\text{s}$
Max. Bildrate	50 fps bei voller Bildgröße (Global-Shutter)
Max. Linearität	> 99%
Dunkelstrom	bei $-40^\circ\text{C}$ = $0,03\text{ e}^- / \text{Pixel} / \text{s}$
Kameraverschlussmodus	Rolling- und Globalshutter
Min. Kühlungstemperatur (Luft)	$-30^\circ\text{C}$

Tabelle 4.1.: Spezifikation der Neo 5.5 sCMOS Kamera von Andor Technology. [16]

Die Lichtempfindlichkeit eines Pixels wird durch die Quanteneffizienz ausgedrückt. Sie beschreibt den wellenlängenabhängigen Umwandlungsprozess von der Anzahl auftretender Photonen in Elektronen. In Abbildung 4.1 ist die Quanteneffizienz der Kamera von Andor-Technology über der Wellenlänge aufgetragen.

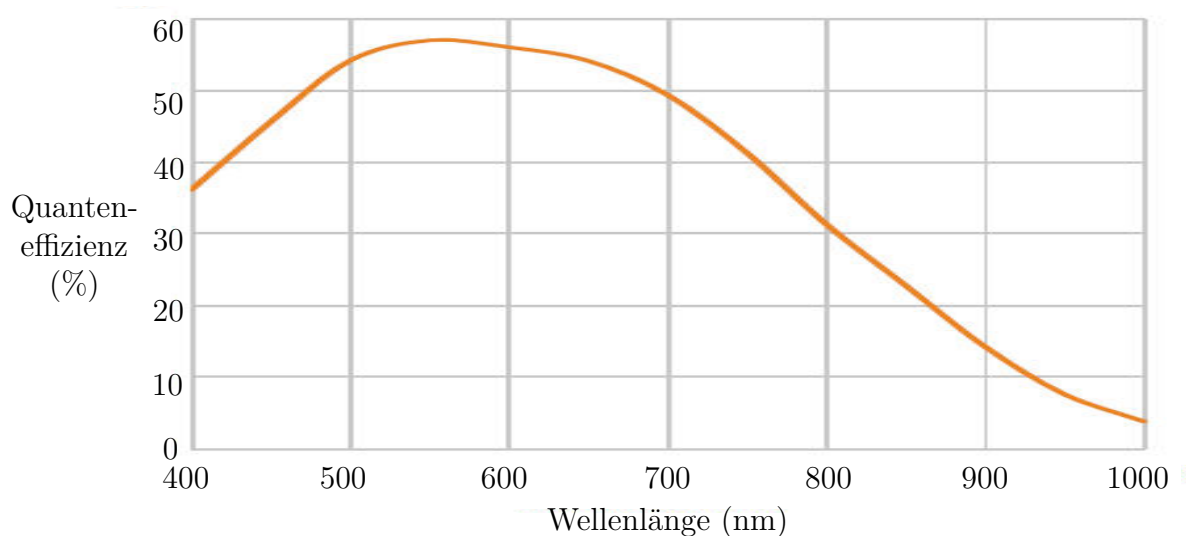


Abbildung 4.1.: Die Quanteneffizienz der Kamera: Neo 5.5 sCMOS von Andor-Technology [16]. Bei einer Beleuchtung aus dem unendlichen beträgt die Quanteneffizienz, bei einer Arbeitswellenlänge von 532 nm, 55 %. Die maximal Quanteneffizienz kann 57 % betragen.

Die bei dieser Arbeit verwendete Lichtquelle besitzt eine Arbeitswellenlänge von 532 nm. Die resultierende Quanteneffizienz im Arbeitspunkt lässt sich durch Abbildung 4.1 auf 55 % bestimmen. Ein Binning führt übertragen auf die Andor-Terminologie allerdings nur zur einer Reduzierung der Datenmenge, wodurch sich lediglich die Bildwiederholungsrate erhöhen lässt. Das Signal-Rausch-Verhältnis (Abk. SNR), zum Beispiel im Falle bei

Photonenrauschen, verringert sich bei der Kamera von Andor-Technology, wie bei einem CCD-Sensor mit der Wurzel der Signalstärke bzw. mit der Anzahl gebinnter Pixel.

### **Zusammenfassung - Kamera**

Die Kamera von Andor-Technology erfüllt die Anforderungen eines FRS Systems. Mit Hilfe einer Bildwiederholungsrate von mindestens 40 Hz besteht die Option einen Puls laser als Lichtquelle zu verwenden. Mit der minimalen Belichtungszeit von  $9,37\,\mu\text{s}$  besteht die Option einer Reduzierung des Störlichtsignals und mit Hilfe der Binning-Funktion wird das SNR reduziert. Da es sich hierbei um ein Doppelkamarasystem handelt, werden zwei Kameras des selben Models benötigt.

### **Kamerakalibrierung**

Als Kalibrierung wird die Bestimmung des Bildhauptpunkts, der Brennweite, des Abbildungsmaßstab und weiterer Abbildungsparameter zum Ausgleich von Linsenfehlern bezeichnet.

Für die Kamerakalibrierung werden dreidimensionale Objektpunkte und die dazugehörigen Korrespondenzpunkte<sup>6</sup> benötigt. Hierfür wird ein Kalibrierkörper verwendet, dessen Maße und Abbildungen bekannt ist. Dieser dient als Maßverkörperung und überträgt die maßstäblichen Eigenschaften auf das Abbildungssystem. In der Regel werden planare Körper mit quadratischer Anordnung von kreisförmigen Marken oder ein Schachbrettmuster, wie in Abbildung 4.2 (A), verwendet.

Bei einem Doppelkamarasystems wird pro Kamera ein Bild aufgenommen, wobei die Bildinhalte gleich sind. Wie in Abbildung 4.2 dargestellt, unterscheiden sich beide Bilder systembedingt. Mit der Kalibrierung wird das Aufeinanderabbilden der beiden Datenelemente aus den zwei Kameramodellen ermöglicht.

Anhand der roten Quadrate in Abbildung 4.2 wird die Verschiebung in beiden Bildern schematisch dargestellt. Die Verzeichnung wird durch ein Schachbrettmuster hervorgehoben. Durch die Kalibrierung liegen hinterher die Pixel beider Kameras pixelgenau gleich. Die Verzerrung des Schachbrettmusters wird global bestimmt, ist jedoch lokal weiterhin verzerrt. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgt die Kalibrierung und Entzerrung über eine interne vom DLR entwickelte Software.

---

<sup>6</sup>Korrespondenzpunkte beschreiben die Projektion der Objektpunkte in die Bildpunkte.

Die Information der gefilterten Rayleigh-Intensität wird aus den Grauwerten der Bildpunkte des Kamerasensors pro Wellenzahlschritt entnommen (siehe Kapitel 3.4). Um eine quantitative Auswertung zu ermöglichen wird für jede Kamera ein Sensitivitätsbild (siehe Abbildung 4.2, (C)) aufgenommen. Für diese Aufnahme wird lediglich der Laser ausgeschaltet. Alle anderen Parameter entsprechen den Messeinstellungen. Mit Hilfe des Sensitivitätsbilds können daher beide Datenbilder von ihrer inhomogenen Umgebungsbeleuchtung korrigiert werden.

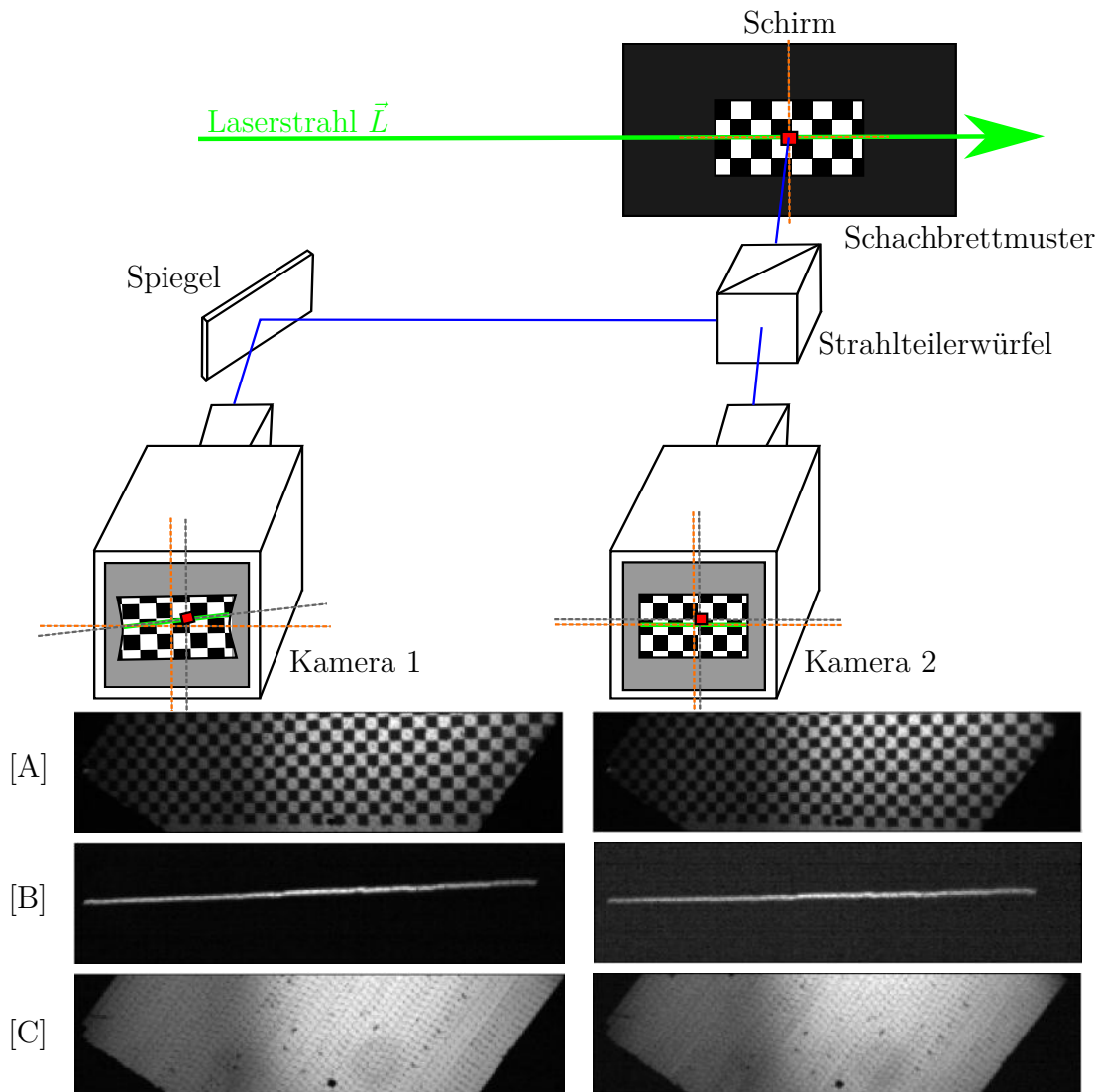


Abbildung 4.2.: Bei einem Doppelkamerasystem kommt es durch Verzeichnung, Rotation und unterschiedlichen Maßstäben zu unterschiedlichen Bildern auf jedem Kamerasensor (B). Durch Kalibrierung, unter zu Hilfenahme eines Schachbrettmusters mit bekannten Maßen (A), können diese Effekte herausgerechnet werden. Das rote Quadrat demonstriert graphisch den Abbildungsfehler. Für jede Auswertung einer FRS Messreihe muss jedes Pixel mit dem Pixel des entzerrten Sensitivitätsbilds normiert werden.

### 4.1.2. Lasersysteme

Das Messsystem basiert auf einem Lasersystem mit einer emittierten Wellenlänge von 532 nm mit möglichst schmalbandigen Laserspektrum. Dieses System muss für einen Frequenzscan die Funktion einer durchstimmbaren Laserfrequenz in einem Bereich von ungefähr 60 GHz ermöglichen. Des weiteren darf die Frequenzstabilität während der Kamerateleuchtungszeit maximal in der Größenordnung von  $\approx 1$  MHz schwanken.

Für den Versuchsaufbau stehen für die FRS Messungen drei Lasersysteme zur Auswahl (siehe Tabelle 4.2). Darunter zählt ein Puls laser: „40 Hz Green Macropuls“ der Firma Continuum, welcher im Rahmen dieser Arbeit als MacroPuls-Laser bezeichnet wird. Hinzu kommen zwei Dauerstrichlaser, die sich in der Frequenzstabilität unterscheiden: Der „Verdi-V5-Laser“ des Herstellers Coherent, mit welchem beim DLR bisher am häufigsten FRS Messungen durchgeführt wurden und das zweite Lasermodell entspricht dem: „ALS-GR-532-6-A-SP“ von der Firma Azur Light. Aufgrund der komplexen Bezeichnung wird dieses Modell als AzurLight-Laser bezeichnet.

Für FRS Messungen eignen sich die zwei Dauerstrichlaser (engl. continuous wave laser, Abk. CW-Laser), als auch der vorhandene Puls laser. Alle drei Systeme (siehe Tabelle 4.2) erfüllen die Anforderungen an die Lichtquelle.

	<b>MacroPuls</b>	<b>Verdi</b>	<b>AzurLight</b>
<b>Lasermedium</b>	Nd:YAG	Nd:YVO	Faserlaser
<b>Leistung</b>	< 10 W (Mittelwert)	1 W - 5 W	0,3W - 6 W
<b>Wellenzahl</b>	$(18786,3 - 18788,2) \text{ cm}^{-1}$	$(18785,0 - 18792,0) \text{ cm}^{-1}$	$(532,25 \pm 0,35)$
<b>Bandbreite</b>	1 MHz	< 5 MHz	< 200 kHz
<b>Pulsdauer</b>	1 $\mu\text{s}$ bis 10 $\mu\text{s}$	CW	CW
<b>Pulsrate</b>	40 MHz	CW	CW
<b>Pulsenergie</b>	$\geq 250 \text{ mJ}$ (für 1 $\mu\text{s}$ )	CW	CW
<b>D-Strahl</b>	$\leq 6 \text{ mm}$	$2,25 \text{ mm} \pm 10 \%$	$(1 \pm 0,2) \text{ mm}$
<b>Divergenz</b>	< 1 mrad	< 0.5 mrad	< 0.5 mrad

Tabelle 4.2.: Systemspezifikationen des MacroPuls-Lasers, Verdi-V5-CW-Lasers, AzurLight-CW-Lasers.  
Abkürzung D-Strahl: Durchmesser Laserstrahl

### Auswahl des Lasersystems

Die Vor- und Nachteile eines Puls- bzw. Dauerstrichlasers liegen in der Belichtungszeit einer Bildaufnahme. Während einer Messung gelangt neben dem gefilterten Rayleigh-Signal auch Störlicht in das optische System. Dieses Störlicht kann weder mit dem Jod-Filter



noch mit einem schmalen Bandpassfilter eliminiert werden. Je länger belichtet werden muss, desto größer ist der Einfluss des Störsignals im Bezug zum Messsignal.

Ein Puls laser sendet kurze Laserpulse mit einer hohen Leistung aus. Die Belichtungszeit der Kamera kann so niedrig gewählt werden, dass nur ein Laserpuls in der Belichtungszeit einer Aufnahme liegt. Mit Hilfe einer kurzen Belichtungszeit kann das Störsignal minimiert werden. Bei Verwendung eines Dauerstrichlasers, ist der Störlichtanteil aufgrund einer Langzeitbelichtung größer.

Die Nachteil des MacroPuls-Lasers ist allerdings die Bedienung und große Bauform. Aufgrund von zwei ausgelagerten Steuerungsanlagen der Blitzlampen und einem Wasserkühlkreislauf, wofür ein externer Wasseranschluss benötigt wird, verbraucht der MacroPuls-Laser viel Stellplatz, welcher in einem Hochdruck- Verbrennungsprüfstand meist klein ausfällt.

Die Dauerstrichlaser weisen einen weiteren Vorteile im Bereich der Synchronisierung eines Mehrkamerasystems auf. Durch die kontinuierliche Lichtquelle eines Dauerstrichlasers kann eine parallel Aufnahme mit beiden Kameras zu einem beliebigen Zeitpunkten gemeinsam ausgelöst werden, während bei einem Puls laser die Lichtpulse in der Belichtungszeit der Kameras liegen müssen.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Versuche mit dem MacroPuls-Laser sowie mit dem AzurLight-Laser durchgeführt. Der MacroPuls-Laser bietet vielversprechende Vorteile in der Unterdrückung von Störlicht. Allerdings steht im Fokus dieser Arbeit die Untersuchung der Vor- und Nachteile eines Doppelkamerasystems gegenüber dem bisher verwendeten Einkamerasystems. Daher werden die FRS-FSM Versuche mit dem AzurLight-Laser durchgeführt. Aufgrund der Bedienung dieses Lasersystems werden zeitliche Ressourcen eingespart.

Im folgenden werden der MacroPuls- und AzurLight-Laser vorgestellt.

### **Lasersystem: MacroPuls-Laser**

Ein Puls laser emittiert Licht in Form von Pulsen. Die Frequenzspektrumbreite beträgt  $\leq 1$  MHz und die Pulslänge kann zwischen  $1\ \mu\text{s}$  und  $10\ \mu\text{s}$  variiert werden. Im Folgenden wird das Prinzip der Pulserzeugung unter Verwendung der Funktionsskizze in Abbildung 4.3 dargestellt.

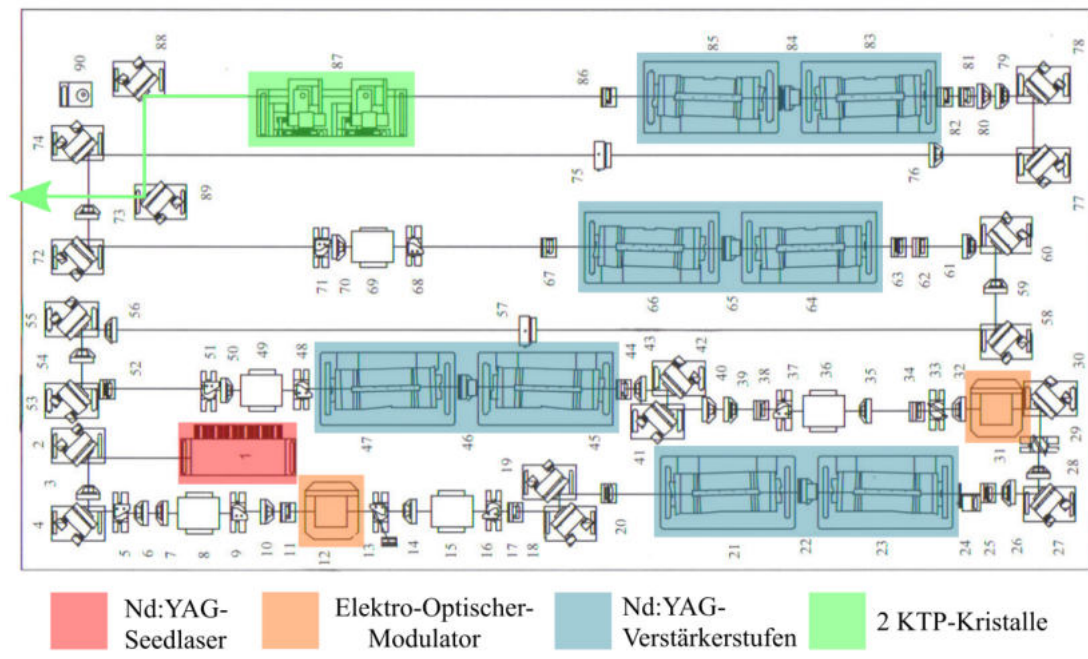


Abbildung 4.3.: Optischer Aufbau des MacroPuls Lasers. Strahl des Dauerstrich-Festkörperlasers mit 1064 nm (rot) wird durch den elektrooptischen Modulator (orange) zu 1 bis 10  $\mu$ s langen Pulsen geformt. Jeder Puls wird von acht Nd:YAG-Verstärkerstufen (blau) verstärkt, bevor er in zwei KTP-Kristallen (grün) frequenzverdoppelt wird [17].

Für den Betrieb des MacroPuls-Lasers emittiert ein Dauerstrich-Festkörperlaser (rot, Bezeichnung: Seedlaser) mit dem Verstärkermedium eines Nd:YAG Kristalls Infrarotstrahlung mit einer Wellenlänge von 1064 nm [17]. Im Seedlaser findet die Frequenzabstimmung sowie Stabilisierung über Piezoelemente<sup>7</sup> und der Etalontemperatur<sup>8</sup> statt. Über diese Änderung wird eine Frequenzscanbreite des Lasers von  $> 10$  GHz erzielt (siehe Tabelle 4.2). Die Laserstrahlung des linear polarisierten Seedlasers tritt in einen elektrooptischen Modulator (Abk. EOM, orange) ein, in welchem alle 25 ms für eine wählbare Dauer von 1 bis 10  $\mu$ s die Polarisationsrichtung um 90° gedreht wird. Dieser Vorgang erzeugt aus dem CW-Laserlicht im 40 Hz Takt einen 1  $\mu$ s bis 10  $\mu$ s langen Laserpuls. Während der restlichen Zeit wird das ausgekoppelte Licht zunächst frequenzverdoppelt und über eine Lichtfaser in ein Wellenlängenmessgerät<sup>9</sup> eingekoppelt. Die Laserfrequenz des Lichts wird auf 2 MHz absolut bestimmt. Dafür bezieht das Wellenlängenmessgerät die Referenzwellenlänge aus einem frequenzstabilisierten Helium-Neon-Laser (Abk. HeNe-Laser) der Vakuumwellenlänge 633,9912535 nm.

<sup>7</sup>Piezoelemente können Kristalle sein. Durch Anlegen von kleinen Spannungen wird eine Längenänderung im Piezokristalle erzeugt, wodurch ein Resonatorspiegel des Lasers variiert werden kann.

<sup>8</sup>Etalons werden zur Einschränkung von Wellenlängenbereichen in Laserkavitäten verwendet. Durch Verändern der Etalontemperatur können so nacheinander verschiedenen Frequenzen durchgestimmt werden.

<sup>9</sup>WS8-10 von HighFinesse, absolute Genauigkeit von 10 MHz mit einer relativen Genauigkeit von 2 MHz (siehe Anhang A.6).

Die erzeugten Pulse durchlaufen acht mit Blitzlampen gepumpte Nd:YAG-Verstärkerstufen (blau). Durch das optische Pumpen wird in den Nd:YAG-Stäben eine Besetzungsinversion erzeugt, welche eine Verstärkung des Strahls durch stimulierte Emission ermöglicht. Zwischen den ersten beiden Verstärkerstufen wird eine zweite EOM geschaltet, um eine Verstärkung von spontaner Emission zu verhindern. Das heißt, selbst wenn der Seedlaser geblockt wird, könnte spontane Emission in der ersten Verstärkerstufe genügen um ein signifikantes Lasern in den weiteren Stufen zu erzeugen, welches undefinierte Eigenschaften hätte.

Nach Durchlaufen der acht Verstärker werden aus den 1064 nm Pulsen durch zwei KTP-Kristalle (grün), frequenzverdoppelte, grüne Lichtpulse mit der Wellenlänge 532 nm erzeugt.

### **AzurLight Laser**

Der AzurLight-Laser gehört zur Kategorie der Faserlaser. Er emittiert Licht mit einer Wellenlänge von 532 nm (siehe Abbildung 4.4, B). Dabei kann die Leistung zwischen (0,3-6) W geregelt werden [18]. Mit dem externen Seedlaser Koheras ADJUSTIK Y10 von NKT Photonics wird die Frequenzstabilität und Modulation des AzurLight-Lasers ermöglicht (siehe Abbildung 4.4, A). Der Seedlaser verfügt über eine schnelle piezoelektrische Abstimmfunktion und bietet eine Frequenzstabilisierung in der Größenordnung von 200 kHz. Seine Standardwellenlänge beträgt 1064 nm und er ist für einen Betrieb mit einer schmalen Linienbreite von kleiner als 20 kHz ausgelegt worden [19]. Die Frequenzbestimmung des Seedlasers erfolgt wie beim MacroPuls-Laser mit einem externen Wellenlängenmessgerät WSU8-10 von HighFinesse.

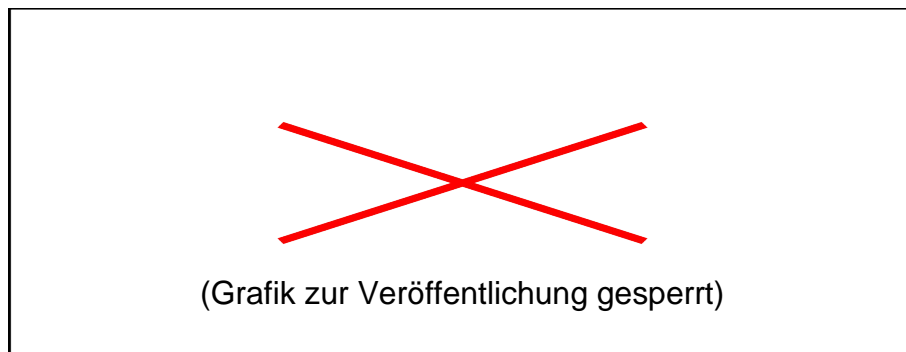


Abbildung 4.4.: Der AzurLight Laser gehört mit seiner Wellenlänge von 532 nm zu der Kategorie der Faserlaser [B]. Der externe Seedlaser von Koheras ADJUSTIK Y10 NKT [A] ermöglicht eine Frequenzmodulation und Stabilisierung [18].

### 4.1.3. Jodzellen

Bei FRS Messungen wird die Wellenlänge eines Lasers in einem Bereich verschoben, in dem ein molekularer Filter die transmittierte Mie-Streuung filtert kann (siehe Kapitel 3.3.1). Als molekulare Filterzelle wird eine mit kristallinem Jod gefüllte Küvette verwendet (siehe Abbildung 4.5, (1)).

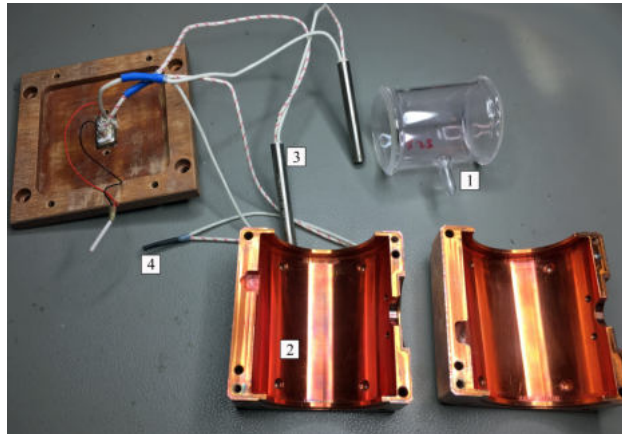


Abbildung 4.5.: Aufbau einer mit kristallinem Jod gefüllten Küvette (1). Mit Hilfe der Heißstäbe (3) wird der Kupferblock (2) auf  $10^{\circ}\text{C}$  über der Sättigungstemperatur mit Jod gefüllten Küvette geheizt, sodass das gesamte Jod in der Küvette verdampft. Zur Regelung der Temperatur dient ein Peltierelement (PT100) (4).

Diese Küvette wird in einen heizbaren Kupferblock (2) mit einer thermischen Isolierung eingebaut. Die Menge des eingeschlossenen Jods bestimmt die notwendige Sättigungstemperatur, auf welche die Zelle erhitzt werden muss. Durch Erhitzung auf die Sättigungstemperatur verdampft das gesamte Jod und die Küvette wird gasförmig ausgefüllt. Durch diesen Prozess wird eine homogene Absorption über den gesamten Querschnitt der Zelle gewährleistet. Zur Sicherstellung, dass das gesamte Jod in der Zelle wirklich verdampft ist, wird die Zelle in der Regel auf  $10^{\circ}\text{C}$  über die Sättigungstemperatur erwärmt. Die Jodzellen unterscheiden sich daher durch die Menge an Jod, welches in die Zelle gefüllt wird und durch die Länge der Glasküvette.

Trifft kohärentes Licht senkrecht auf zwei planparallele Oberflächen der Küvette, treten Interferenzen auf. Um diese Interferenzmuster an den Ein- und Austrittsfenstern der Zellen zu verhindern, sind die Fensteroberflächen mit einer Antireflexbeschichtung (Abk. AR-Beschichtung) ausgestattet und die Fensterscheiben werden schräg gegen den Strahl gestellt.



Zur Vermessung wird der Laserstrahl (Laser) auf die Eintrittsfläche einer Ulbrichtkugel (UK) gerichtet (siehe Abbildung 4.6), wodurch eine homogen ausgeleuchtete Fläche entsteht. Um die auftretenden Speckelmuster auf der Austrittsöffnung der Ulbrichtkugel zu eliminieren, wird mit Hilfe eines Motors die Ulbrichtkugel in Vibration versetzt. Über den Bildleiter (BL) wird die Austrittsfläche der Ulbrichtkugel durch den nachfolgenden schmalen Bandpassfilter des Herstellers Barr (B) in das Kamerasystem abgebildet. Nach Durchgang durch den molekularen Filters (J) und einem schmalen Bandpassfilter des Herstellers Thorlabs (T), gelangt das Signal schließlich zum Kamerasensor. Bei einem Frequenzscan wird die Wellenzahl des Lasers in  $0,001 \text{ cm}^{-1}$  Schritten abgetastet. Daraus ergibt sich für jede Wellenzahl ein Transmissionswert, welcher über eine Mittlung der Pixelintensitäten des Kamerasensors berechnet wird. Diese Messung wird je Zelle dreimal wiederholt. Dabei beträgt die mittlere Standardabweichung der gemessenen Transmissionswerte pro Wellenzahlschritt unter  $0,5 \%$ .

In Abbildung 4.7 sind beide gemessenen Jod-Transmissionsspektren auf einer linearen Skala dargestellt. Die Kennlinie ist das Resultat der Mittlung aus drei Wiederholungsmessungen, welche durch das Photodiodensignal normiert werden. Anschließend werden die Messpunkte mit einem Glättungsfilter und durch ein Interpolationsverfahren aufbereitet.

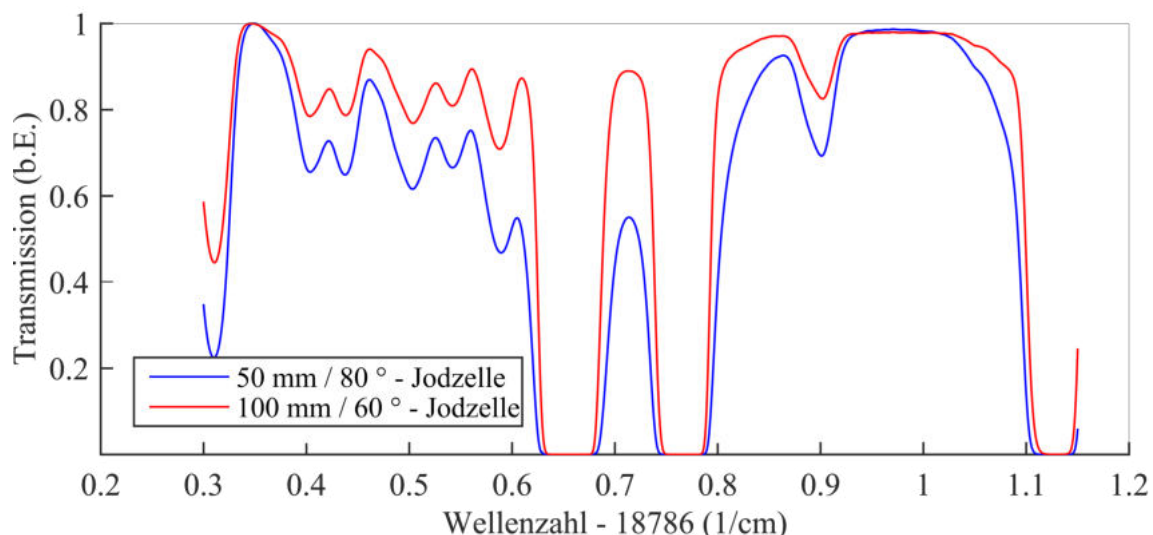


Abbildung 4.7.: In rot ist die Transmissionkurve einer 100 mm lange Jodzelle mit einer Sättigungstemperatur von  $60^{\circ}\text{C}$  dargestellt, in dunkelblau die Jodzelle mit 50 mm und einer Temperatur von  $80^{\circ}\text{C}$ . Im Bereich  $(0,6 \text{ bis } 0,8) \text{ cm}^{-1}$  Wellenzahlen liegen zwei Absorptionsminima, welche sich für eine Filterung der Mie-Streuung hervorragend eignen. Für den Erhalt der tatsächlichen Wellenzahl muss der x-Achsenwert zu der Wellenzahl  $18786,0 \text{ cm}^{-1}$  addiert werden.

Als Vergleich zu den gemessenen Jod-Transmissionsspektren sind in Abbildung 4.8 zusätzlich die simulierten Forkey-Spektren dargestellt. Das gelb dargestellte simulierte Forkey-Spektrum weicht von der in rot dazugehörigen Messkurve ab. Dies gilt auch für die simulierte türkisfarbene dargestellte Kurve, welche von ihrer dunkelblauen Messkurve abweicht. Daraus folgt, dass die Simulation keine ausreichend genaue Lösung des Jodspektrums liefert. Daher ist es notwendig die exakten Spektren durch eine Messung zu ermitteln.

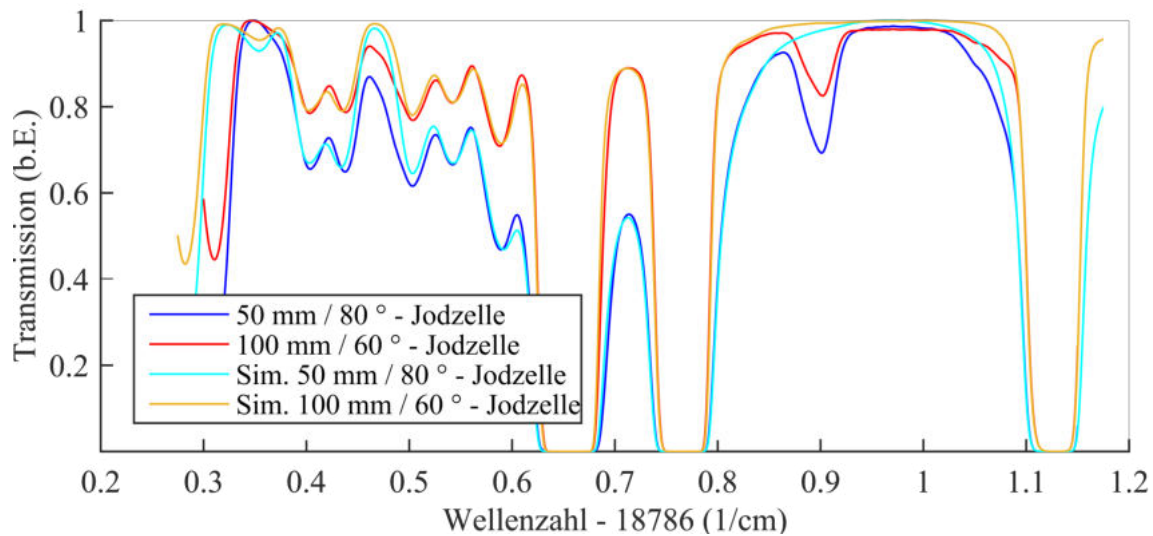


Abbildung 4.8.: Vergleich der gemessenen Jod-Transmissionsspektren (100 mm, 60°C und 50 mm, 80°C), mit den simulierten Forkey-Transmissionsspektren. Die rote Kurve weicht von der in gelb dargestellten simulierten Kurve ab, die türkisfarbene Kurve von der dunkelblauen Messkurve. Die Forkey-Simulation liefert keine ausreichend genaue Lösung des Transmissionsspektrums. Für den Erhalt der tatsächlichen Wellenzahl muss der x-Achsenwert des Graphen zu der Wellenzahl  $18786,0 \text{ cm}^{-1}$  addiert werden.

### Auswahl der Frequenzscangrenzen

Nach dem das Jodspektrum um die Mitte des ausgewählten Scanbereichs bei der Wellenzahl von  $18786,7 \text{ cm}^{-1}$ , bekannt ist, wird ein Transmissionsminimum gesucht, welches sich für die Absorption der Mie-Streuung während eines Messvorgangs eignet. Das Filterprinzip wurde bereits im Kapitel 3.4 erläutert. Dabei wurde auf die Charakteristik des Transmissionsminima eingegangen.

Bei beiden untersuchten Jodzellen liegen Transmissionsminima in den Wellenzahlbereichen:

- $18786,62 \text{ cm}^{-1}$  bis  $18786,70 \text{ cm}^{-1}$
- $18786,74 \text{ cm}^{-1}$  bis  $18786,80 \text{ cm}^{-1}$
- $18787,10 \text{ cm}^{-1}$  bis  $18787,15 \text{ cm}^{-1}$



In der Dissertation von Doll [3] werden die Grenzwerte des Scanbereiches durch Transmissionswerte von  $1 \cdot 10^{-5}$  definiert, um unabhängig von starken laserinduzierten Störlichtkomponenten zu sein. Mit Hilfe der logarithmische Skalierung in Abbildung 4.9 wird festgestellt, dass sich das Minimum um die Wellenzahl  $(18786,0 + 1,12) \text{ cm}^{-1}$  nicht als Filterbereich eignet. Die Transmissionswerte der 100 mm langen Jodzelle reichen bei dieser Wellenzahl nicht unter die  $1 \cdot 10^{-5}$  Grenze (siehe Abbildung 4.9). Die beiden anderen Minima liegen unter dem Grenzwert und stehen als Doppellinie für einen Frequenzscans zur Verfügung. Als neue Grenzen ergeben sich die Wellenzahlbereiche der Transmissionsminima:

- $18786,639 \text{ cm}^{-1}$  bis  $18786,673 \text{ cm}^{-1}$  (Jodzelle: 100 mm,  $60^\circ \text{ C}$ )
- $18786,754 \text{ cm}^{-1}$  bis  $18786,780 \text{ cm}^{-1}$  (Jodzelle: 100 mm,  $60^\circ \text{ C}$ )
- $18786,635 \text{ cm}^{-1}$  bis  $18786,677 \text{ cm}^{-1}$  (Jodzelle: 50 mm,  $80^\circ \text{ C}$ )
- $18786,749 \text{ cm}^{-1}$  bis  $18786,783 \text{ cm}^{-1}$  (Jodzelle: 50 mm,  $80^\circ \text{ C}$ )

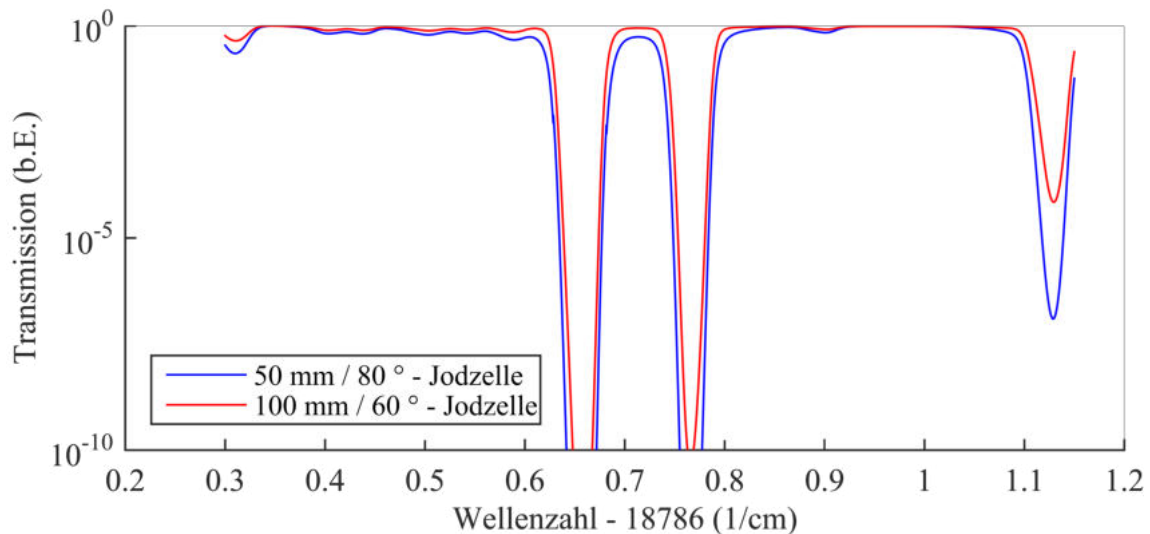


Abbildung 4.9.: In rot ist die Transmissionkurve einer 100 mm lange Jodzelle mit einer Sättigungstemperatur von  $60^\circ \text{ C}$  dargestellt, in dunkelblau die Jodzelle mit 50 mm Länge und einer Temperatur von  $80^\circ \text{ C}$ . Im Bereich der Wellenzahlen von  $0,6 \text{ cm}^{-1}$  bis  $0,8 \text{ cm}^{-1}$  befinden sich zwei Absorptionsminima, welche sich für eine Filterung der Mie-Streuung hervorragend eignen. Die Grenzenwellenzahlen werden bei dem Transmissionswert von  $10^{-5}$  bestimmt. Um dies darstellen zu können werden die Transmissionswerte auf der y-Achse logarithmisch aufgetragen. Für den Erhalt der tatsächlichen Wellenzahl muss der x-Achsenwert zu der Wellenzahl  $18786,0 \text{ cm}^{-1}$  addiert werden.

Werden zwei Jodzellen in einem Aufbau integriert, wie es bei einem Doppelkamerasystem der Fall ist, so wird ein gemeinsamer Scanbereich benötigt. In Abbildung 4.9 wird das Transmissionsminima der 100 mm langen Jodzelle, vom Minimum der 50 mm langen



Jodzelle umschlossen. Daraus ergibt sich, dass sich der Frequenzscanbereich der 100 mm langen Jodzelle für einen gemeinsamen FRS-Scan eignet.

### Jodzellenkombinationen

Für die Messanwendung mit einem Doppelkamarasystem werden zwei voneinander verschiedene Jodzellen mit gleicher Lage der Transmissionsminima benötigt. Jodzellen mit diesen Eigenschaften sind durch die Forkey-Spektren in Abbildung 4.10 dargestellt. Ob sich eine Kombination aus zwei Jodzellen allerdings für die Quotientenmethode einer FRS-Messung eignet (siehe Kapitel 3.5), kann vorab mit Hilfe des End-to-End Simulators (Abk. E2E) von Konstantine Cheishvili [20] entschieden werden.

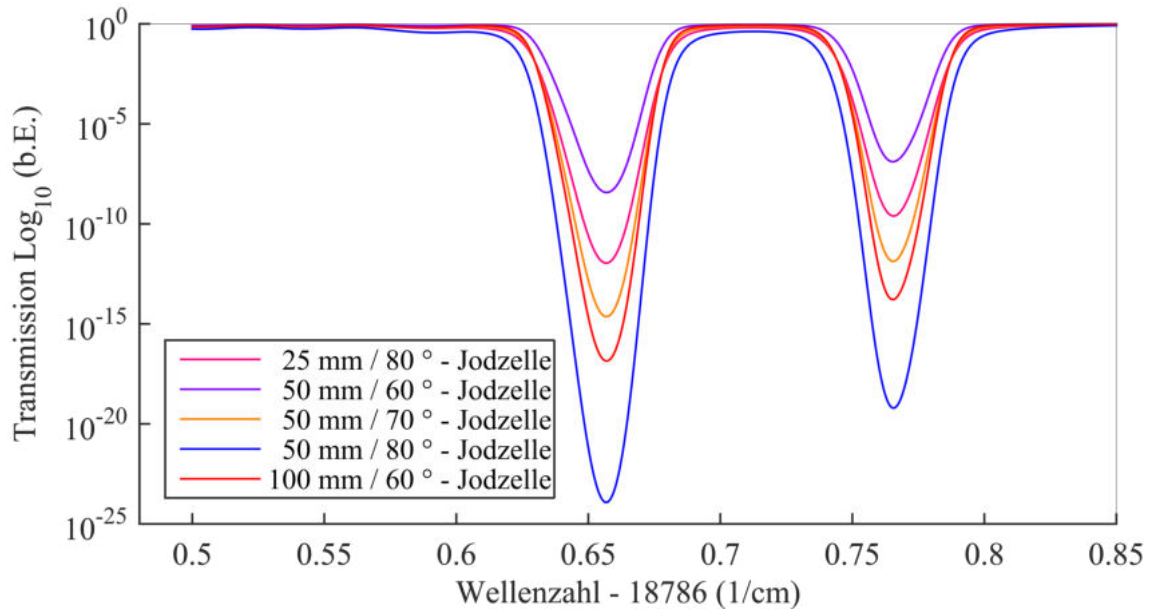


Abbildung 4.10.: Fünf durch Simultanrechnungen gewonnene Forkey-Transmissionsminima von unterschiedlichen Jodzellen. Die Breite der Minima variieren. Die Minima liegen alle im gleichen Wellenzahlbereich und eignen sich daher untereinander für ein kombiniertes Filtersystem, wie es bei einem Doppelkamarasystem benötigt wird.

Das Funktionsprinzip des E2E-Simulators beruht auf der Monte-Carlo-Simulation<sup>10</sup>. Mit Hilfe dieses Programms kann unter anderem der Einfluss von zwei verschiedenen Jodzellenkombinationen für FRS-FSM Messungen vorab analysiert werden. Der Simulator ermittelt die Strömungsparameter von Druck, Temperatur und Geschwindigkeit für eine vorgeschlagene Konfiguration<sup>11</sup> und ermittelt für eine Anzahl x wiederholter Simulatio-

<sup>10</sup>Die Monte-Carlo-Simulation ist ein Verfahren aus der Stochastik, bei welchem eine große Anzahl gleichartiger Zufallsexperimente die Basis darstellt.

<sup>11</sup>Die Konfiguration umfasst die Angabe des zu simulierenden Strömungsfalls, das optische Layout, Angaben zum Lasersystem, den Scanbereich und die Jodzellen- Temperatur und Länge.

nen die Standardabweichung der Strömungsparameter. In Tabelle 4.3 sind fünf Kombinationsmöglichkeiten von unterschiedlichen Jodzellen mit der Standardabweichung der Temperatur  $\sigma_T$  dargestellt.

	$T_1$	$L_1$	$T_2$	$L_2$	$\sigma_T$
<b>1</b>	70	50	60	50	0,22 K
<b>2</b>	70	50	60	100	0,26 K
<b>3</b>	80	50	60	50	0,31 K
<b>4</b>	80	50	70	50	0,25 K
<b>5</b>	80	50	60	100	0,18 K

Tabelle 4.3.: Bei 100 Simulationsdurchläufen sind für die fünf Jodzellenkombinationen die Strömungsparameter mit Standardabweichung mit Hilfe des E2E-Simulator ermittelt worden. Die Standardabweichung der Strömungstemperatur von 298,15 K sind für jede Kombination in Spalte sechs dargestellt. Die benötigten Simulationswerte für das Simulationsprogramm sind an das Doppelkameramesssystem für FRS-FSM Messungen angepasst.

Für die Simulation werden die optischen Parameter entsprechend des Aufbaus aus Abbildung 4.11 entnommen. Der Winkel zwischen Laserstrahl und Beobachter beträgt hierbei  $\Theta = 67^\circ$  (siehe Abbildung 3.6). Für die Strömungsparameter ist eine Strömungsgeschwindigkeit von 0 m/s, eine Temperatur von 298,15 K und ein Druck von 1 bar gewählt worden. Die Belichtungszeit der Kameras liegt bei 14 s. Als Lasersystem werden die Eigenschaften des AzurLight-Lasers verwendet. Dazu wird die Simultanberechnung mit einer Leistung von 5 W und einem Fehler von 1 % durchgeführt.

Bei 100 Simulationsdurchläufen ergeben die Voruntersuchungen zu den Jodzellenkombinationen bei einer Strömungstemperatur von 298,15 K eine Standardabweichung zwischen 0,18 K und 0,31 K (siehe Tabelle 4.3). Die drei kleinsten Temperaturabweichungen konnten mit den Kombinationen aus 1, 4 und 5 erzielt werden (siehe Tabelle 4.3).

Im Rahmen dieser Arbeit werden die FRS-FSM Versuche mit dem Doppelkamerasystem und den beiden Jodzellen aus Kombination 5 durchgeführt.

### Zusammenfassung - Jodzellen

Mit Hilfe des Algorithmus zur Bestimmung der Jod-Transmissionsspektren von Forkey kann geprüft werden, ob im Bereich der Laserfrequenz mindestens ein Transmissionsminimum liegt. Sollte eine Eignung einer Jodzelle in Frage kommen, so muss für die die Faltung des Streulichts mit dem Filterspektrum das exakte Transmissionsspektrum mittels experimentellen Messverfahrens bestimmt werden. Die Frequenzsclangrenzen werden

bei einem Transmissionswert von  $10^{-5}$  bestimmt. Bei diesem Wert kann eine Reduzierung des Störlichtsignals gewährleistet werden [3].

Bei einer Kombination von zwei Jodzellen müssen beide Transmissionsminima im gleichen Frequenzbereich liegen. Unter Zuhilfenahme des E2E-Simulators lässt sich die Eignung der Kombination von jeweils zwei Zellen untersuchen.

## 4.2. Messaufbau

Nachdem die Hardwarekomponenten Kamera-, Laser- und Filtersystem mit ihren Anforderungen für eine FRS-FSM Messung beschrieben wurden, werden diese zu einem gesamten Aufbau zusammengefügt. Die Abbildung 4.11 zeigt einen Überblick über den FRS Aufbau mit Implementierung des Doppelkammersystems.

Das System basiert auf dem AzurLight-Laser mit der Emissionswellenlänge von 532 nm (siehe Kapitel 4.1.2). Das ausgesandte Licht des AzurLight-Lasers (Laser) wird mit zwei Spiegeln  $S_4$  und  $S_3$  auf die Glasscheibe  $GS_3$  umgelenkt. Ein kleiner Anteil des Laserlichts wird an der Glasscheibe  $GS_3$  als Referenzstrahl für die Wellenlängenmessstation abgegriffen. Mit Hilfe des Wellenlängenmessgeräts (WLM)<sup>12</sup> wird die Laserfrequenz bestimmt. Der Helium-Neon-Laser (HeNe) wird aufgrund seiner auf sieben Nachkommastellen bekannte Vakuumwellenlänge von 633,9912535 nm als Referenzlaser benötigt.

Ein weiterer Lichtanteil des Hauptstrahls wird an der Glasscheibe  $GS_2$  für die Leistungsmessstation abgegriffen. Dieser Anteil wird auf eine rotierende Streuscheibe SS gerichtet. Die Streuscheibe erzeugt eine strukturlose und homogene Intensitätsverteilung welche durch einen Neutraldichtefilter  $OD_1$  der optischen Dichte 2 abgeschwächt wird (siehe Abbildung 4.12, D). Mit der Photodiode (P) wird der Photodiodenstrom gemessen und mittels eines Transimpedanzverstärkers in ein Spannungssignal umgewandelt. Das Spannungssignal der Photodiode wird unter Zuhilfenahme einer Messkarte der Firma National Instruments (Abk. NI-Karte) über der Zeit protokolliert. Die Messkarte zeichnet zudem die Belichtungszeiten beider Kameras und die Wellenzahlen während des Frequenzscans auf.

---

<sup>12</sup>Das Wellenlängenmessgerät WS8-10 von HighFinesse (siehe Anhang A.6) basiert auf dem Prinzip eines Fizeau-Interferometers.

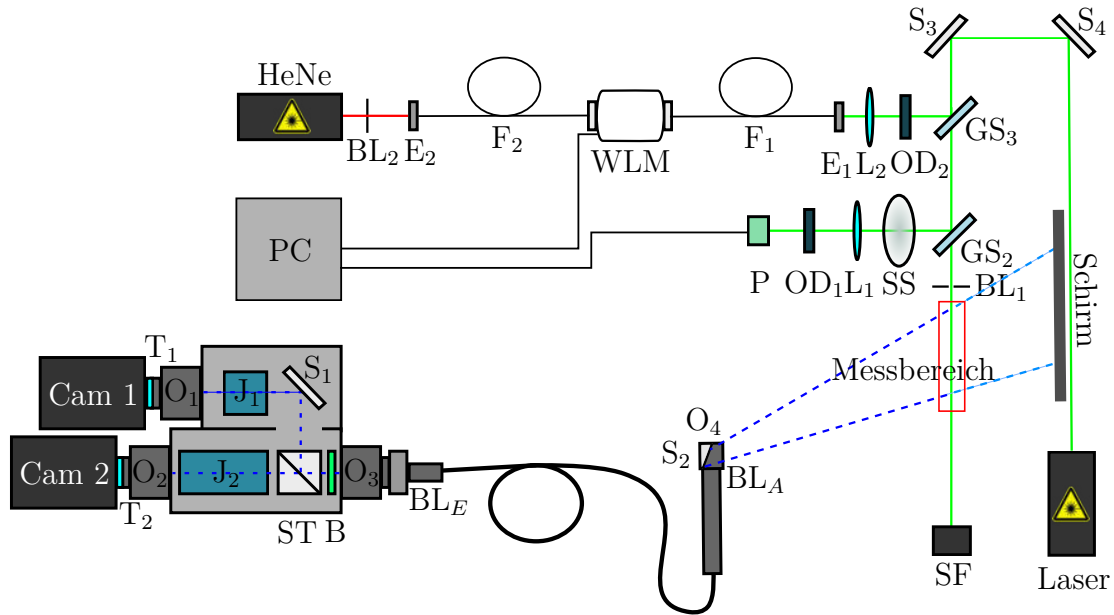


Abbildung 4.11.: Mit dieser Abbildung wird eine Gesamtübersicht über den FRS-FSM Aufbau unter Laborbedingungen gegeben. Legende siehe Abbildung 4.6.

Der Hauptstrahl des Lasers wird nach der Glasscheibe  $GS_2$  in die Strahlfalle (SF) geführt. Das gestreute Licht vom Messbereich wird durch das Bildleiterobjektiv  $O_4$  durch den Bildleiter (BL) zum Objektiv  $O_3$  in das Kamerasystem geführt. Der Bildleiter ist eine bildübertragende Komponente mit welcher unter realen Messbedingungen in einer Gasturbine ermöglicht wird, den Messbereich innerhalb der Gasturbine zu betrachten. Im Kamerasystem passiert das Licht einen schmalen Bandpassfilter B (siehe Abbildung 4.11), mit welchem die Raman-Streuanteile  $S$  und  $O$ , sowie ein Großteil des Störlichts gefiltert wird. Danach wird das Licht mit einem Strahlteilerwürfel (ST), welcher ein Strahlteilungsverhältnis von 50:50 liefert, in zwei gleiche Strahlenanteile zerlegt und mit zwei von einander verschiedenen Jodzellen-Filtern ( $J_1$  bzw.  $J_2$ ) (siehe Kapitel 4.1.3) gefiltert (siehe Abbildung 4.12, C), sodass der Anteil der Mie-Streuung aus dem Messsignal heraus präpariert wird. Das übrig gebliebene Streulicht wird mit einem 85 mm Objektiv  $O_1$  bzw.  $O_2$  auf dem Kamerasensor (Cam 1 bzw. Cam 2) abgebildet (siehe Abbildung 4.11). Zwischen dem Kameraobjektiv und dem Kamerasensor wird die Streuung von Fluoreszenzlicht, welches durch die Jodzellen entsteht, mit einem weiteren schmalen Bandpassfilter des Herstellers Thorlabs  $T_1$  bzw.  $T_2$  gefiltert (siehe Abbildung 4.11). Der Messbereich, welcher in Abbildung 4.12 durch blau gepunktete Linien gekennzeichnet ist, wird durch einen schwarzen Schirm von Hintergrundreflexen abgeschirmt.

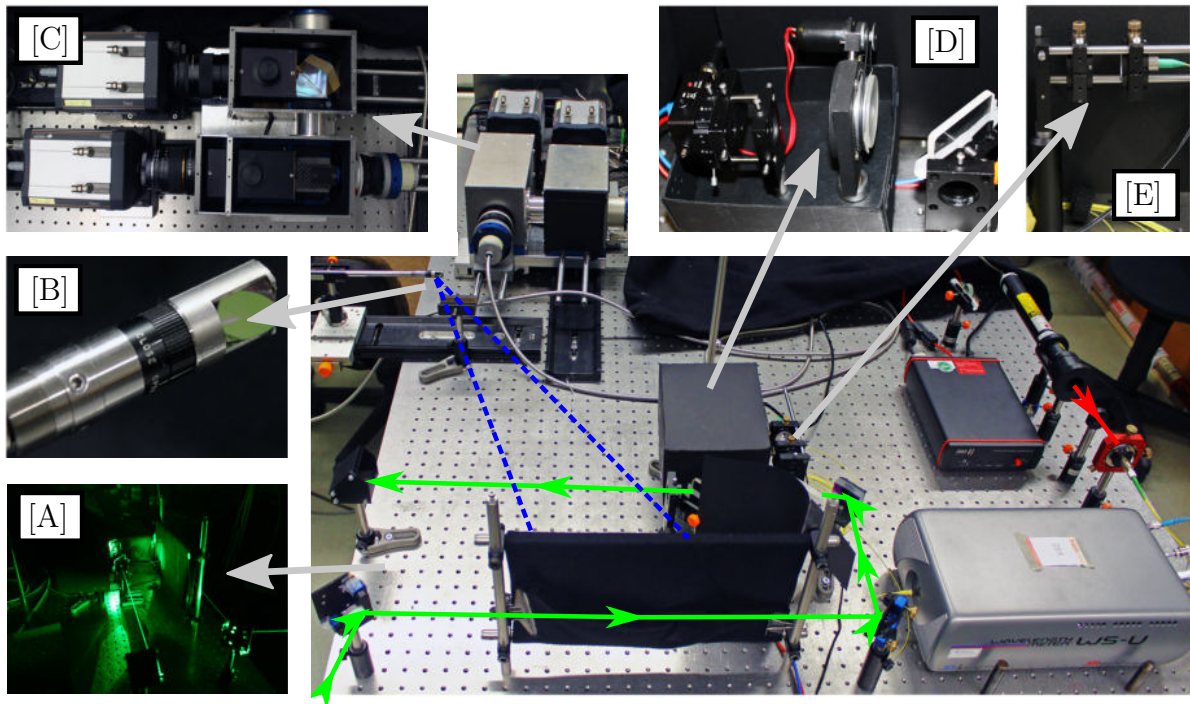


Abbildung 4.12.: Eindruck des Laboraufbaus des FRS-FSM Systems (unten, rechts). [A]: Laserstrahlführung. [B]: Bildleitereintrittsfläche. [C]: Doppelkamerasystem mit Umlenkspiegel, Strahlteilerwürfel, zwei Jodzellen und weitere Filter. [D]: Leistungsmessstation mit Photodiode und Streuscheibe. [E]: Lasereinkoppelstation für das Wellenlängenmessgerät.

## 4.3. Software

### 4.3.1. LabView - Programmstruktur

Bei FRS Messungen wird zur Steuerung der Kameras und für die Datenerfassung von Messwerten wie Leistung oder Wellenzahl die grafische Entwicklungsumgebung LabView des Herstellers National Instruments verwendet. Eine LabView-Routine wird als Virtual Instruments (Abk. VI) bezeichnet und besteht aus zwei Ansichten: Dem Frontpanel, welches die Benutzerschnittstelle beinhaltet und dem Blockdiagramm, das den graphischen Programmiercode enthält. Das Blockdiagramm wird in Abbildung 4.13 als Flussdiagramm dargestellt. Bei FRS Messungen ist ein schneller Zugriff auf die Hardware und ein zügiger Einblick in die erfassten Daten erforderlich. Die grafische Entwicklungsumgebung LabView bietet diese Möglichkeiten.

Ein Ziel dieser Arbeit ist die Adaption eines VIs, welches Pulse mit einer Pulswiederholungsrate von 40 Hz des MacroPuls-Lasers mit beiden Bildauslösern der Kamera von Andor-Technology synchronisiert.

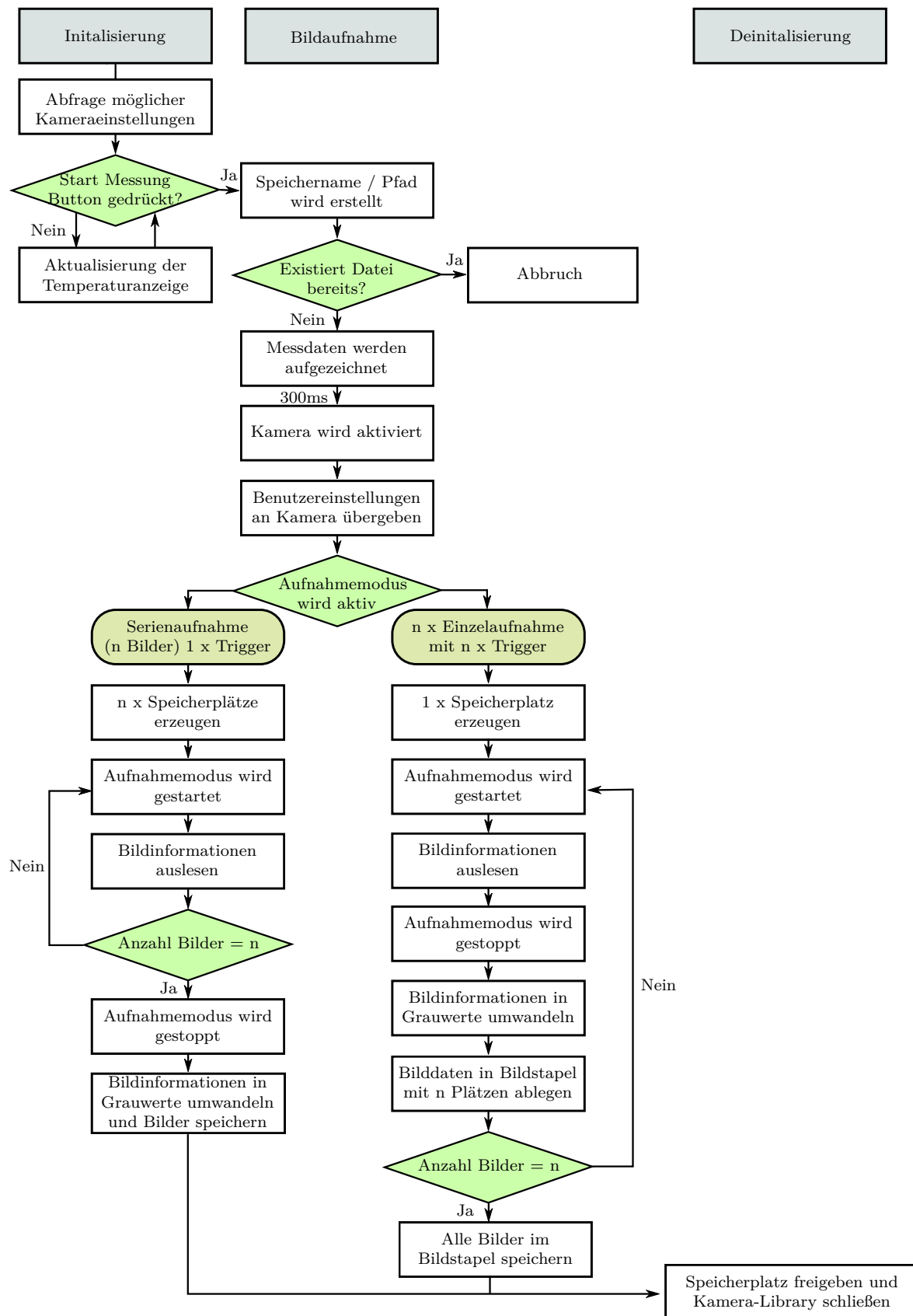


Abbildung 4.13.: Flussdiagramm der LabView Software für den synchronen Betrieb zwischen beiden Bildauslösern der Andor Kameras in Bezug auf die Pulswiederholungsrate des MacroPulsLasers.

Das in Abbildung 4.13 dargestellte Flussdiagramm stellt zwei LabView-Routinen dar. Zum einem beinhalten dieses das Kamera VI (siehe Abbildung 4.14) und zum anderem das so genannte Main VI (siehe Abbildung 4.15). Das Kamera VI kann über das Main VI aufgerufen werden. Im Kamera VI werden die Einstellungen von Belichtungszeit, Kühlungstemperatur des Sensors, Binning und die Auswahl eines Bildbereichs (Region of Interest) gewählt werden. Das heißt, alle Parameter, welche für eine Bildaufnahme benötigt werden, müssen in dieser Oberfläche vor einer Messung eingetragen werden (siehe Abbildung 4.14, Bereich A). Dazu zählt auch der Triggermodus<sup>13</sup>:

Um gezielt beide Kameraaufnahmen auszulösen, warten die Kamera auf ein extern ausgelöstes Signal und reagiert auf dessen steigende Flanke mit der Aktivierung der Kameraaufnahmen. Dieses Signal wird als sogenanntes Triggersignal bezeichnet und wird vom Pulslasersystem ausgesendet.

Die Kameras bieten zwei Triggermodi an. Zum einem kann der Modus einer Einzelaufnahme über den Befehl „Bildreihe-Cyclemode Off“ gewählt werden (siehe Abbildung 4.14, Bereich C). Bei diesem Modus wird die Kamera nach der steigende Flanke des Triggersignals aktiviert und löst anschließend eine Bildaufnahme aus. Dieser Vorgang kann durch Vorauswahl von x Bildern wiederholt werden. Dabei reagiert die Kamera auf jede steigende Flanke des Triggersignals und es kann gewährleistet werden, dass die aufzunehmenden Laserpulse in den Belichtungsintervallen der Kameras liegen. Alternativ kann der Modus einer Serienaufnahme über den Befehl „Bildreihe-Cyclemode On“ gewählt werden (siehe Abbildung 4.14, Bereich C). In diesem Modus wird nicht bei jedem Triggersignal eine Bildaufnahme ausgelöst, sondern es wird lediglich auf das erste Triggersignal reagiert, anschließend werden x Bilder mit einer ausgewählten Bildwiederholungsrate (engl. frame rate) aufgenommen (siehe Abbildung 4.14, Bereich C). Bei diesem Modus müssen die Taktrate der Kameras sowie des Lasersystems übereinstimmen. Beide Modi haben Vor- und Nachteile, welche im folgenden Kapitel 5.1 untersucht werden. Die aktuelle Anzahl an aufgenommenen Bildern kann für beide Modi während einer Messung im Bereich B der Abbildung 4.14 geprüft werden.

Das Main VI stellt die übergeordnete Ebene des Steuerprogramms dar. Durch dieses VI wird eine Messung gestartet und Messdaten können über Anzeigekonsolen und von Gra-

---

<sup>13</sup>Triggersignal: Auslösen eines Vorgangs (z.B Bildaufnahme) durch einen Impuls (z.B. steigende Flanke eines Signals).

#### 4. Messsystem

phen überprüft werden (siehe Abbildung 4.15, Bereich B und E). Eine Messung kann über den „Start-Scan-Ready-Button“ oder dem „Start-Messung-Button“ gestartet werden (siehe Abbildung 4.15, Bereich A). Der Unterschied des „Start-Scan-Ready-Button“ gegenüber dem „Start-Messung-Button“ besteht in der sequentiellen automatischen Messung von mehreren Laserfrequenzen in einem vorgegebenen Bereich. Beim „Start-Messung-Button“ wird lediglich eine Messung bei einer unveränderten Wellenlänge des Lasers aufgenommen.

Wird einer der Start-Buttons betätigt, so wird zu Beginn ein leerer Ordner an dem im Main VI angegebene Speicherpfad generiert (siehe Abbildung 4.15, Bereich A). Danach wird durch das Programm selbständig eine Kamerainitialisierung mit den eingestellten Parametern durchgeführt. Während einer Messung werden die Messdaten von Photodiode und Wellenlängenmessgerät in einer Textdatei protokolliert.

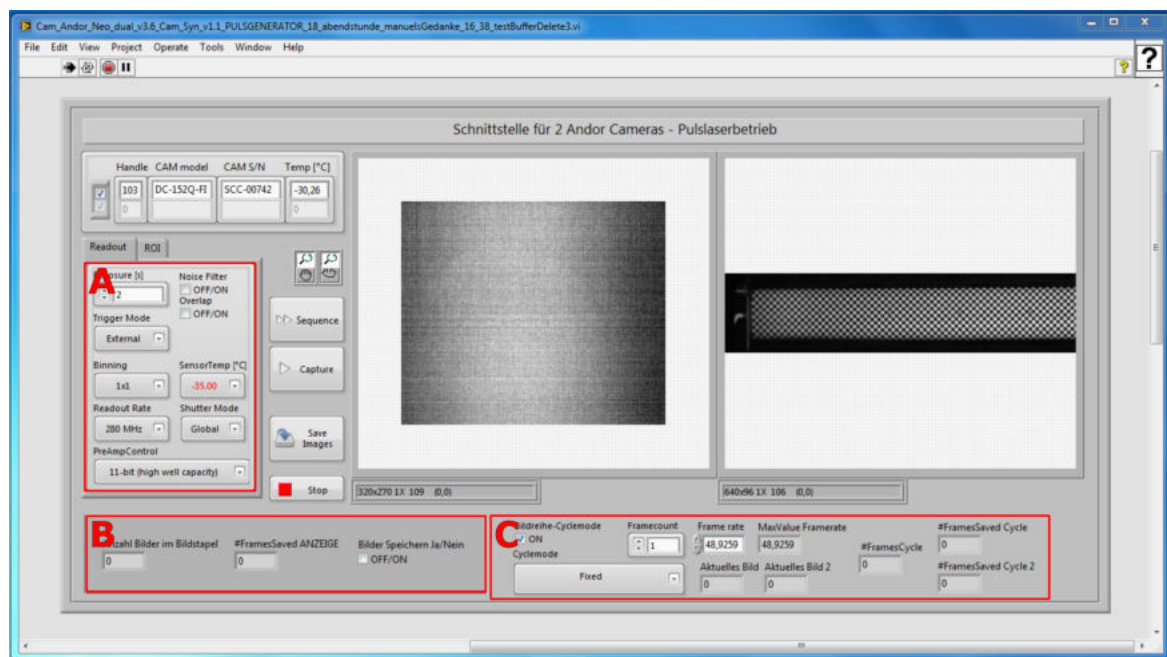


Abbildung 4.14.: Frontpanel des Doppelkamarasystems. Im Bereich A, werden Kameraeinstellungen wie Belichtungszeit, Ausleserate, Binning etc. gewählt. Im Bereich B wird die Anzahl aufzunehmender Bilder festgelegt, sowie die aktuelle Anzahl aufgenommener Bilder angezeigt. In Bereich C wird der Triggermodus gewählt. Anhang A.8: vergrößerte Ansicht.



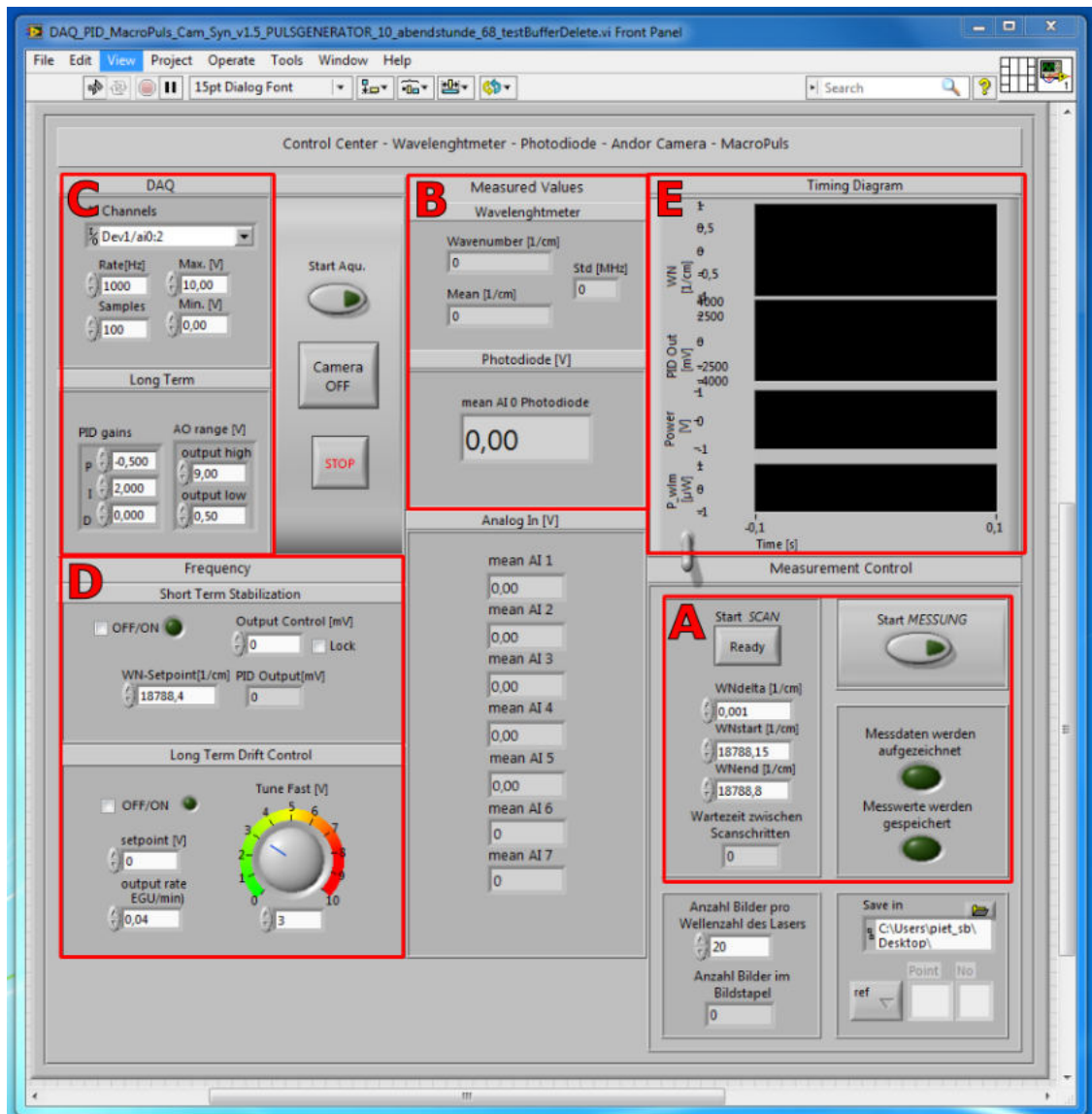


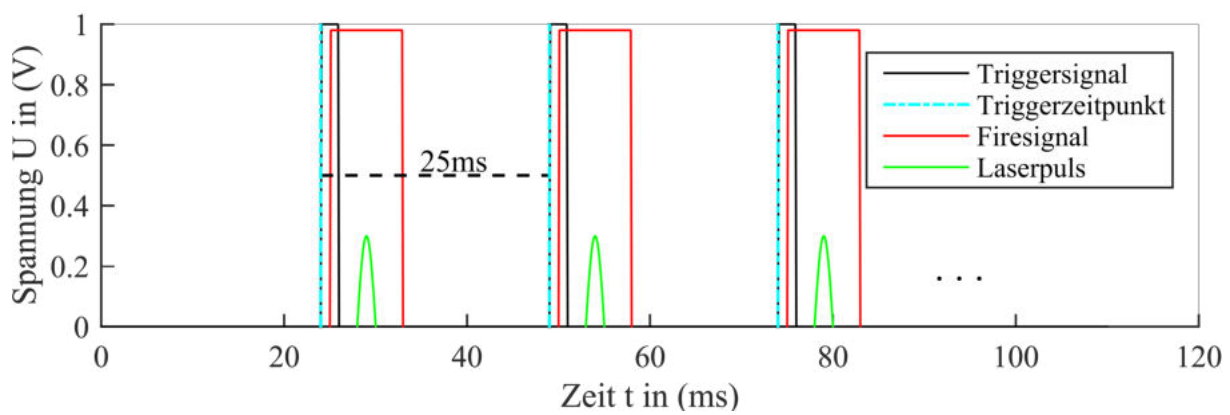
Abbildung 4.15.: Frontpanel des Main VIs. Über diese Oberfläche wird eine FRS Messung gesteuert. In Bereich A wird eine Aufnahme bzw. ein Scan gestartet und der Speicherpfad angegeben. In Bereich B wird die aktuelle Wellenzahl des Wellenlängenmessgerätes mit Standardabweichung und der gemittelte Photodiodenstrom bei einem CW-Laser oder die gemittelte Pulsleistung bei einem Puls laser angezeigt. In Bereich C wird die Einstellung für die Auslesegeschwindigkeit der Datenpakete aus der NI-Karte in eine Textdatei vorgenommen. In Bereich D werden Einstellungen zur Frequenzstabilisierung gewählt. In Bereich E werden Photodiodenstrom und die Wellenzahl im zeitlichen Verlauf graphisch dargestellt. Anhang A.9: vergrößerte Ansicht.



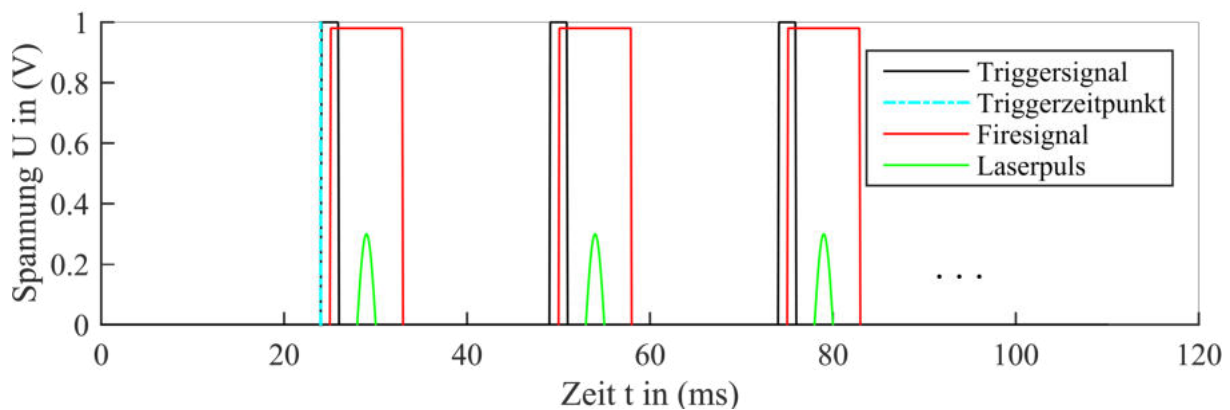
## **5. Experimentelle Untersuchungen**

## 5.1. Doppelkamerasystem - Synchronisierung mit Laser

Für eine FRS Messung wird eine Synchronisierung zwischen Kamera und Laser benötigt. Hierbei wird sich auf die gepulste Lichtquelle konzentriert, wie die des MacroPuls-Lasers. Diese Laserquelle erfordert neben der Synchronität aller verwendeten Kameras auch eine synchrone Abstimmung der emittierten Lichtpulse zur Bildaufnahme. Bei einem Doppelkamerasystems müssen deswegen beide Kameras zeitgleich Aufnahmen aufzeichnen, damit verlässliche Messwerte als Grundlage für die Quotientenmethode erzielt werden (siehe Kapitel 3.5).



(a) Aufnahmemodus: Einzelaufnahme bzw. External genannt. (Kamerahandbuch [21])



(b) Aufnahmemodus: Serienaufnahme bzw. External Start genannt. (Kamerahandbuch [21])

Abbildung 5.1.: Darstellung des Prinzips beider Kameraaufnahmemodi aus dem Kamerahandbuch [21]. In (a) wird der sogenannte External-Modus gezeigt. Ein freilaufendes Triggersignal (ansteigende Flanke türkis/ abfallende Flanke schwarz) löst die Aktivierung der Kamera bzw. die Bildaufnahme aus, wodurch eine Belichtung gestartet wird. Das Belichtungsintervall entspricht dem in rot dargestellten Firesignal. Die Laserpulse (grün) liegen innerhalb dieses Firesignals. In (b) wird der sogenannte External-Start-Modus dargestellt. Bei diesem Modus reagiert die Kamera nur auf eine ansteigende Flanke (türkis), mit welcher ein freilaufendes Firesignal (rot) ausgelöst wird. Auf die weiteren freilaufenden schwarzen Triggersignale wird anschließend nicht weiter reagiert.

Der MacroPuls-Laser ist in diesem Versuch mit 40 Hz und Pulsen einer Länge von  $1\text{ }\mu\text{s}$  getaktet, wodurch beide Kameras in einem Intervall von 25 ms identisch eine Aufnahme aufnehmen müssen. Die Belichtungszeit der Kamera sollte dabei so klein gewählt werden, sodass ausschließlich der Laserpuls innerhalb des Belichtungsintervalls liegt. Für die Synchronisierung bietet die Kamera von Andor-Technology die im Kapitel 4.3 vorgestellten Modi einer Einzel- und Serienaufnahme an (siehe Abbildung 5.1).

Die Einzelaufnahme wird in der Kameratoolbox als „External“ bezeichnet. Ein freilaufendes Triggersignal (siehe Abbildung 5.1 a, ansteigende Flanke türkis/ abfallende Flanke schwarz) löst die Aktivierung der Kamera bzw. die Bildaufnahme aus, wodurch eine Belichtung gestartet wird. Das Belichtungsintervall entspricht dem in rot dargestellten Firesignal in welchem der grüne Laserpuls liegt (siehe Abbildung 5.1 a).

Die Serienaufnahme wird als „External Start“ bezeichnet. Bei diesem Modus reagiert die Kamera nur auf eine einzige ansteigende Flanke des Triggersignals (siehe Abbildung 5.1 b, in türkis gekennzeichnet) mit welcher wiederum ein freilaufendes Firesignal (rot) ausgelöst wird. Auf das schwarze Triggersignal wird nicht weiter reagiert. Das freilaufende Firesignal wird gestoppt, sobald die gewünschte Anzahl von Bildern, welche durch das Kamera VI vorgegeben wird erreicht ist (siehe Kapitel 4.3).

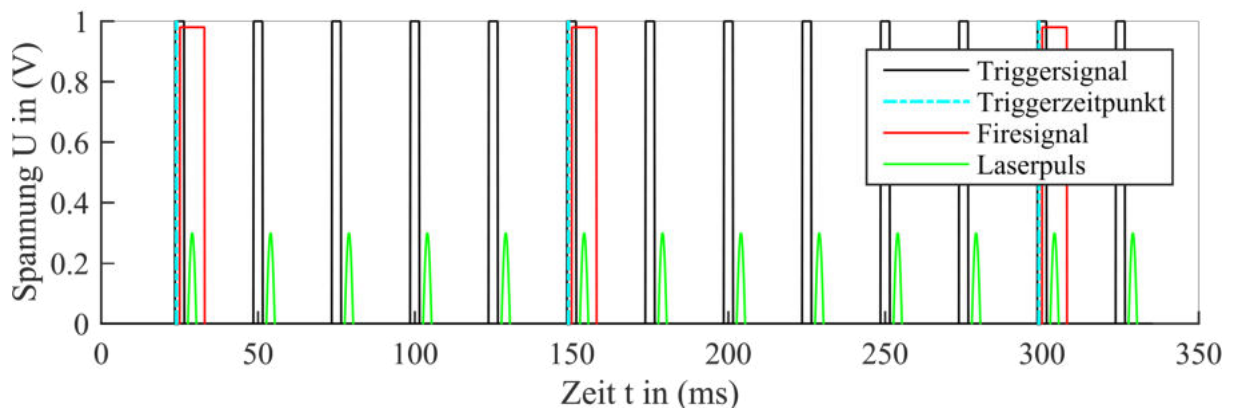
### 5.1.1. Synchronisierung Einkamerasystem

Für die Synchronisierung von Bildaufnahmen und Laserpulsen wird sich zunächst auf die Untersuchungen anhand des Einkamerasystems beschränkt. Hierbei werden beide Aufnahmemodi der Kamera verwendet. Für die Versuche ist neben dem MacroPuls-Laser als Lichtquelle auch eine Bildwiederholungsrate von 40 Hz und eine Belichtungszeit von  $28,1\text{ }\mu\text{s}$  gewählt worden. Eine Messreihe besteht aus 100 hintereinander aufzunehmenden Bildern.

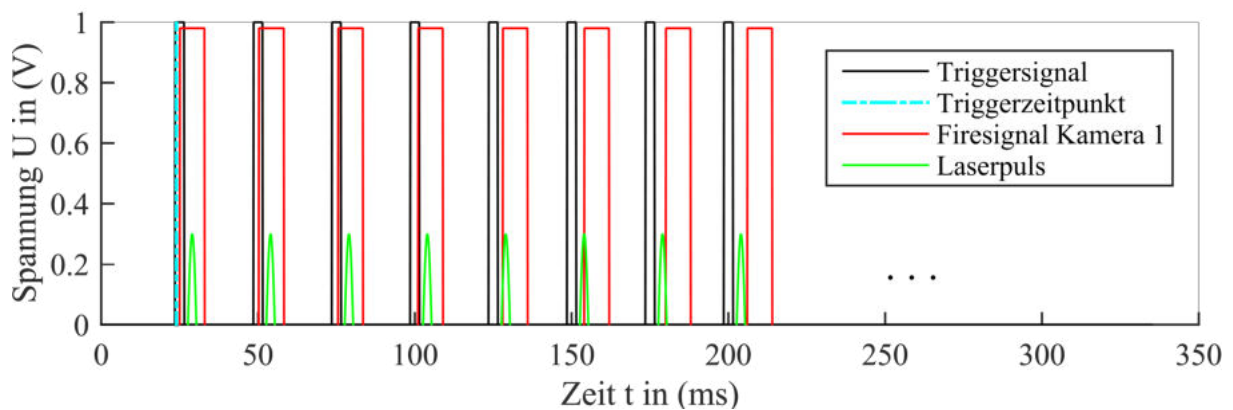
#### Einzelaufnahme - External

Die Herausforderungen für den Aufnahmemodus des Einzelaufnahmeprinzips (External) besteht in der Implementierung der automatisierten wiederholten Bildaufnahme. Hier ergibt sich das Problem, dass die Kamera von Andor-Technology zwischen dem Befehl eines Aufnahmestarts und dessen Beendigung (siehe Abbildung 4.13) eine Zeit von  $(116 \pm 3)\text{ ms}$  benötigt. Der Grund liegt in dem Aufruf einer externen DLL (Abk. Dynamic Link Libra-

ry<sup>1</sup>) des Kameraherstellers. Diese DLL arbeitet alle auszuführende Befehle in Form einer Warteschleife ab, sodass diese nicht parallelisiert werden können. Die Wartezeit entspricht etwa fünf Laserpulsen, nach welchen erst eine erneute Bildaufnahme möglich ist (siehe Abbildung 5.2, a). Aufgrund der Auslöseverzögerung kann es jedoch dazu kommen, dass erst nach dem sechsten Triggersignal eine erneute Bildaufnahme erfolgen kann (siehe Abbildung 5.2, a).



(a) Aufnahmemodus: Einzelaufnahme bzw. External genannt. (Umsetzung-Laborversuch)



(b) Aufnahmemodus: Serienaufnahme bzw. External Start genannt. (Umsetzung-Laborversuch)

Abbildung 5.2.: Unterschied der Signalfolgen beider Kameraaufnahmemodi, die sich aus einem Testlauf ergeben haben. In (a) wird durch den External-Modus nach jedem 5. bzw. 6. Puls eine Bildaufnahme gestartet. Aufgrund von Verarbeitungszeiten innerhalb der Kamerasteuerung, kann keine Serienaufnahme aufeinander folgenden Kameraaufnahmen im Takt des PulsLasers generiert werden. Beim External-Start-Modus in (b) wird bei jedem Puls eine Aufnahme gestartet, allerdings driftet das rote Firesignal im Bezug zum freilaufenden schwarzen Triggersignal. Dies erzwingt den Abbruch der Messung nach einer bestimmten Anzahl an Aufnahmen.

<sup>1</sup>Bezeichnet eine dynamische Programmbibliothek, welche eine Sammlung von Routinen anbietet.

### **Serienaufnahme - External Start**

Bei einer Serienaufnahme wird der Kamera die feste Taktrate des Pulslasers vorgegeben, welche anschließend zu einer freilaufenden Belichtung führt. Die Herausforderung besteht darin, den Drift<sup>2</sup> des Firesignals zu minimieren (siehe Abbildung 5.2, b). In Abbildung 5.2 b, wird ein Beispielfall simuliert: Nach acht Laserpulsen liegt der Laserpuls außerhalb des Firesignals. Der Drift wird durch die interne Taktung der einzelnen Teilsysteme hervorgerufen: Die Taktung der Kamera entspricht nicht exakt der Taktung des Lasers. Hierbei reichen wenige Nanosekunden Differenz aus, damit das Firesignal zu Driften beginnt.

Um diesem Drift entgegenzuwirken muss entweder die Bildwiederholungsrate der Kamera oder die Taktzeit des Lasers angepasst werden. Die Taktzeit des Pulslasers lässt sich auf eine Nanosekunde genau anpassen und wird als Anpassungsvariable gewählt. Eine Veränderung im 10 ns-Bereich genügt, um den Drift von 100 wiederholten Bildaufnahmen von  $(0,4 \pm 0,1) \mu s$  auf  $(0,1 \pm 0,1) \mu s$  zu senken.

Die Ausprägung des Drifts ist abhängig von Umgebungs- und Systemparametern. Es ist unter anderem festzustellen, dass die Taktzeit des Pulslasers nachgeregelt werden muss, sobald sich die Raumtemperatur ändert. Darüber hinaus ist eine Änderung des Drifts während der Aufwärmzeit von Kameras und Laser von etwa 30 Minuten zu beobachten. Dabei ist ein allmähliche Abfall des Drifts von  $(1,7 \pm 0,1) \mu s$  auf  $(0,1 \pm 0,1) \mu s$  zu verzeichnen, der durch eine Temperaturänderung der Steuerelemente erklärt werden kann.

---

<sup>2</sup>englische Wort für auseinander laufen, verschieben. In diesem Zusammenhang wird die Differenz der zeitlichen Verschiebung zwischen dem Start der ersten und letzten Kameraaufnahme in Bezug auf das freilaufende Firesignal verstanden.

### 5.1.2. Synchronisierung Doppelkamerasystem

Bislang wurde die Synchronisierung anhand von einer Kamera untersucht. Nun soll die Lasersynchronisierung auf zwei Kameras erweitert werden.

Für den Vergleich beider Aufnahmemodi des Doppelkamerasystems gelten die gleichen Versuchsbedingungen, wie beim Einkamerasystem aus Kapitel 5.1.1:

- Bildwiederholungsrate: 40 Hz
- Belichtungszeit:  $28,1 \mu\text{s}$
- 100 hintereinander folgende Bildaufnahmen

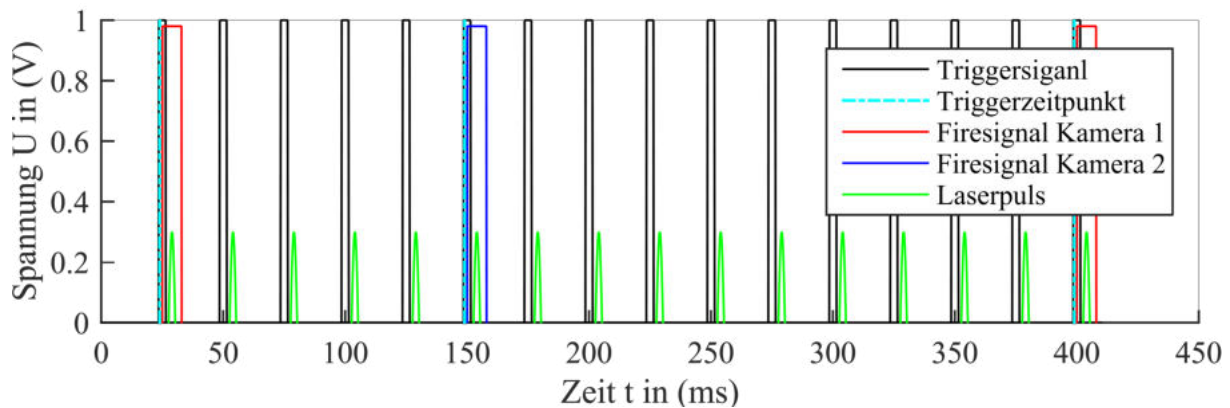
#### **Einzelaufnahme - External**

Mit dem Einkamerasystem wurde bereits festgestellt, dass bei Verwendung des Aufnahmemodus External eine zeitliche Differenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Aufnahmen von fünf bis sechs Pulsen liegt (siehe Abbildung 5.2, a). Beim Versuch einer Synchronisierung von zwei Kameras mit dem Laser wird dieser Versatz ebenfalls festgestellt, obwohl nun eine abwechselnde Aufnahme von Kamera 1 und Kamera 2 zu beobachten ist (siehe Abbildung 5.3, a). Das heißt, die Belichtung wird für zu unterschiedliche Zeiten erfolgende Laserpulse einer Pulsfrequenz ausgelöst. Aufgrund dieser Problematik ist der Kamerahersteller kontaktiert worden. Nach der Information über dieses Problem, konnte auch vom Hersteller keine Lösung angeboten werden. Der Aufnahmemodus External kann somit unter der zwingenden Notwendigkeit eines zeitlich synchron arbeitenden Doppelkamerasystems nicht verwendet werden.

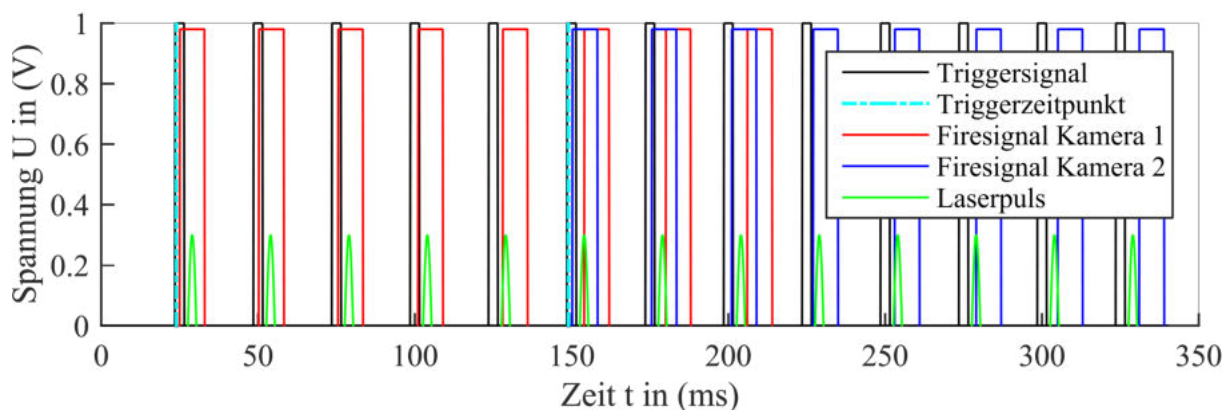
#### **Serienaufnahme - External Start**

Im Gegensatz zum Aufnahmemodus External wird bei einem Doppelkamerasystem mit Aufnahmemodus External Start eine kontinuierliche Aufnahme aller Pulse ermöglicht. Ausgenommen sind die ersten fünf bis sechs Aufnahme von Kamera 1, sowie die letzten fünf bis sechs Aufnahmen von Kamera 2 (siehe Abbildung 5.3, b). Hierbei handelt es sich um die jeweiligen Zeitintervalle bei welchen lediglich eines der beiden Kamerabilder vorliegt. Für die Betrachtung des synchronen Betriebs werden diese Aufnahmen, inklusive ihrer Messdaten, gelöscht. Des weiteren bleibt die Störgröße des Drifts, welche bereits beim Einkamerasystem festgestellt wurde, auch bei einem Doppelkamerasystem erhalten.





(a) Aufnahmemodus: External bei Verwendung von zwei Kameras. (Umsetzung-Laborversuch)



(b) Aufnahmemodus: External Start bei Verwendung von zwei Kameras. (Umsetzung-Laborversuch)

Abbildung 5.3.: Unterschied der Signalfolgen beider Aufnahmemodi die sich aus einem Test von zwei Kameras (rotes Firesignal /blaues Firesignal) ergeben haben. Beim External-Modus (a) startet die Bildaufnahme der 2. Kamera (blau) nach dem 5. bzw. 6. Puls. Die 2. Kamera (blau) muss die Verarbeitungszeit der 1. Kamera (rot) abwarten. Eine synchrone Serienaufnahme kann nicht generiert werden. Beim External-Start-Modus (b) startet die 1. Kamera (rot) mit einer Serienaufnahme. Die Serienaufnahme der 2. Kamera (blau) startet nach 5 Pulsen. Anschließend erfolgt eine parallele Bildaufnahme.

### 5.1.3. Ergebnisse - Synchronisierung Doppelkamerasystem

Im folgenden Abschnitt sind die Ergebnisse eines synchronen Doppelkamerabetriebs (siehe Tabelle 5.1) dargestellt. Alle Versuche sind mit dem Aufnahmemodus External Start und den folgenden Einstellungen durchgeführt:

- Bildwiederholungsrate: 40 Hz
- Bildanzahl: 200
- Belichtungszeit:  $18,7 \mu\text{s}$
- Taktzeit Laser:  $0,024993700 \text{ s}$

Neben dem Störeinfluss der Driftkomponente müssen noch zwei weitere Störgrößen bei einem synchronen Aufnahmebetrieb zwischen zwei Kameras und Lasers berücksichtigt werden. Zum einen das Delay, welches die Differenz zwischen des Aufnahmestarts beider Kameras angibt und zum anderen der Störeinfluss einer zeitlichen Schwankung des Aufnahmestarts zwischen zwei Messreihen (siehe Abbildung 5.4).

Für die Darstellung der Störgrößen Drift und Delay werden die Ergebnisse von Messreihe V1 (siehe Tabelle 5.1) in der oberen Grafik von Abbildung 5.4 dargestellt. Der Drift ist mit einer Taktzeit von  $0,024993700\text{ s}$  minimiert worden, kann jedoch positiv (siehe Abbildung 5.4, Drift Kamera 2), als auch negativ (siehe Abbildung 5.4, Drift Kamera 1) ausgeprägt sein (siehe Tabelle 5.1, Spalte Drift K.1 und Drift K.2). In der unteren Grafik von Abbildung 5.4 wird die Messreihe V3 (siehe Tabelle 5.1) mit der zeitlichen Schwankung zwischen der Messreihen V1 zu V3 dargestellt. Die zeitliche Schwankung gibt die Differenz der Auslöseverzögerung zwischen der ersten Aufnahme V1 mit der ersten Aufnahme der Messung V3 an (siehe Abbildung 5.4). Diese Schwankung beträgt für Kamera 1 zwischen den Versuchen V1 und V3  $4,4\text{ }\mu\text{s}$  mit einer Messungenauigkeit von  $0,2\text{ }\mu\text{s}$ .

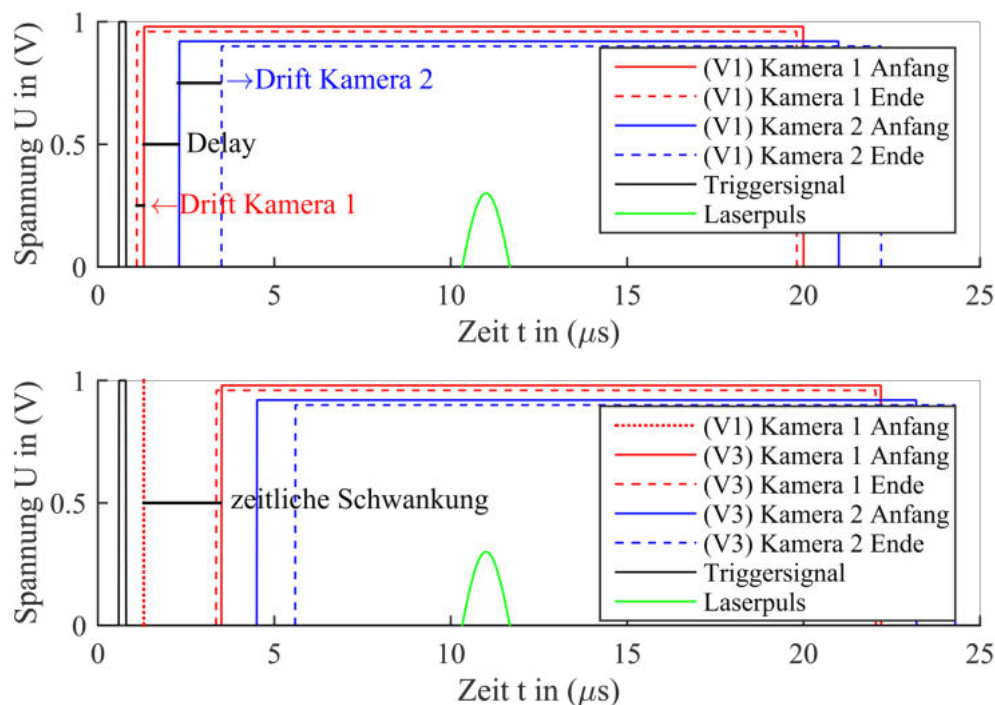


Abbildung 5.4.: Darstellung von Drift und Delay der Messreihe V1 oben und der zeitlichen Schwankung zwischen der Messreihe V1 zur Messreihe V3 unten. Eine Versuchsreihe besteht aus 200 Serienbildern bei einer Belichtungszeit von  $18,7\text{ }\mu\text{s}$ . Der Drift ist bereits mit Hilfe der Taktzeit des Laserpulses auf  $(0,3 \pm 0,1)\text{ }\mu\text{s}$  minimiert worden.

Versuchsnr.	Drift K. 1	Drift K. 2	Delay
V1	- 0,4	+ 2,4	2,0
V2	- 0,5	+ 2,4	0,6
V3	- 0,3	+ 2,2	2,0
V4	- 0,4	+ 2,4	0,5

Tabelle 5.1.: Messwerte von Drift und Delay der Versuche V1 bis V4 des Synchronisierungsprozesses zwischen zwei Kameras und Laser, bei einer Belichtungszeit von  $18,7 \mu\text{s}$  und 200 Serienbildern. Werte sind in der Einheit  $\mu\text{s}$  mit einem Fehler von  $\pm 0,1 \mu\text{s}$  angegeben.

Nachdem die Einflussgrößen Drift, Delay und zeitliche Schwankung der Aufnahmestarts ermittelt wurden kann nun die Belichtungszeit und der zeitliche Abstand zwischen Triggersignal und Laserpuls angepasst werden, um die Laserpulse möglichst exakt in der Mitte des Belichtungsintervalls zu erfassen. Das Triggersignal muss im vorliegenden Fall  $14 \mu\text{s}$  vor dem Puls des Lasers erfolgen. Somit wird sichergestellt, dass bei Versuchen mit jeweils 200 Aufnahmen die dazugehörigen Laserpulse innerhalb einer Aufnahme liegen. Darüber hinaus muss die Belichtungszeit der Kameras mindestens  $18,7 \mu\text{s}$  betragen. Bei der nächstkleineren Auswahlmöglichkeit von  $9,4 \mu\text{s}$  würde sonst bei Kamera 1 von Versuch V1 (siehe Abbildung 5.4, oben) kein Puls innerhalb des Aufnahmebereiches liegen.

#### 5.1.4. Zusammenfassung

Die Untersuchungsergebnisse zeigen, dass sich der External Modus aufgrund des zeitlichen Versatzes zweier Kameras nicht für die Synchronisierung des Doppelkamerasystems eignet. Lediglich der External Start Modus erfüllt die Anforderungen mit gewissen Einschränkungen:

1. Es können nur die Aufnahmezeiten ausgewertet werden, von welchen Kameraaufnahmen aus beiden Kameras existieren.
2. Der Drift muss über die Taktzeit des Lasers minimiert werden.
3. Für die Auswahl der Belichtungszeit, sowie des Triggerzeitpunkts, müssen Drift, Delay und die zeitliche Schwankung berücksichtigt werden.

Aus den in Kapitel 5.1.3 beschriebenen Einstellungen ergibt sich eine Belichtungszeit von  $18,7 \mu\text{s}$ . Dabei muss das Triggersignal  $14 \mu\text{s}$  vor dem Laserpuls erfolgen.

## 5.2. Doppelkamarasystem - Optische Auslegung

Für die Implementierung des Doppelkamarasystem im FRS Aufbau muss das optische System neu ausgelegt werden. Ziel ist die Abbildung der Bildleiteroberfläche auf den sCMOS-Sensor beider Kameras (siehe Abbildung 5.6). Der optische Aufbau muss an die Eigenschaften des Bildleiters angepasst werden, wobei dessen Numerische Apertur (Abk. NA) 0,6 beträgt. Des weiteren ist der sCMOS Chip der Kamera von Andor-Technology mit einer Größe von (16,6 x 14,0) mm 3,5-mal größer als der vorher verwendete CCD-Kamerachip und der optische Strahlweg ist wegen des neu hinzukommenden Strahlteilerwürfels und einer neuen Konstruktion für die Montage der Jodzellen länger. Der Arbeitsabstand beträgt nun 350 mm.

Im folgenden sind die Anforderungen an den optischen Aufbau eines Doppelkamarasystem aufgeführt:

- Vermeidung von Interferenzeffekten
- Abbildungsmaßstab  $\beta' \leq 2$
- Numerische Apertur des Bildleiters  $NA = 0,6$  möglichst vollständig nutzen
- Arbeitsabstand zwischen Sensor und Objektiv  $O_3$  soll 350 mm betragen
- Winkel zwischen Bandpassfilter (B) und Strahl  $0 \neq \alpha < 8^\circ$
- Winkel zwischen Jodzellenfenster und Strahl  $\gamma_J < 3^\circ$
- Durchmesser Jodzellenfenster  $d_{Jod} = 36$  mm

Für die Umsetzung des optischen Aufbaus stehen folgende Objektive zu Verfügung:

- Nikkor Objektiv: 50 mm Brennweite und einer einstellbaren Blendenzahl von 1,2 des Herstellers Nikon
- Walimex pro Objektiv: 85 mm Brennweite und einer einstellbaren Blendenzahl von 1,4 des Herstellers Nikon

Des weiteren müssen im Aufbau die folgenden Filter integriert werden:

- Jodzelle  $J_1$  der Länge 50 mm mit einer Sättigungstemperatur von  $80^\circ\text{C}$  für die Filterung des Streulichtsignals vor Kamera 1

- Jodzelle  $J_2$  der Länge 100 mm mit einer Sättigungstemperatur von  $60^\circ\text{C}$  für die Filterung des Streulichtsignals vor Kamera 2
- schmaler Bandpassfilter B für eine emittierende Laserwellenlänge von  $532,24\text{ nm}$  des Herstellers Barr zur Unterdrückung der Ramanstreuanteile des O- und S-Zweigs vor der Jodzelle
- zwei schmale Bandpassfilter  $T_1$  und  $T_2$  für eine emittierende Laserwellenlänge von  $532\text{ nm}$  des Herstellers Thorlabs zur Unterdrückung von Fluoreszenzlicht der Jodzellen für jeweils nach der Jodzelle

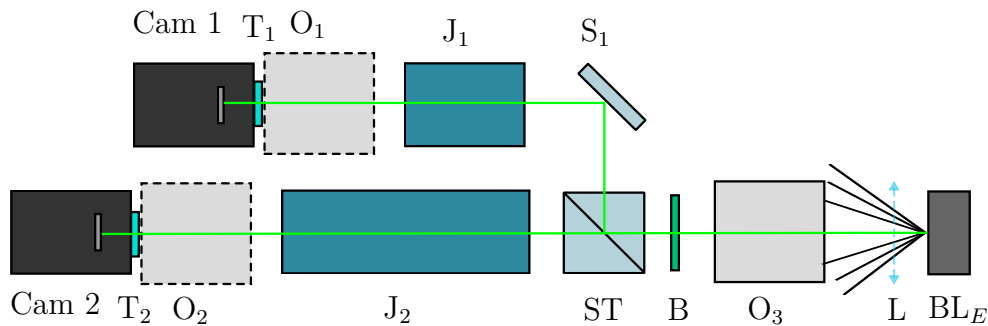


Abbildung 5.5.: Grundaufbau für das optische Systems des Doppelkamerasystems. Das aus dem Bildleiterende  $BL_E$  austretende Licht wird mit einem Strahlteilerwürfel ST mit einem Teilungsverhältnis von 50:50 in zwei Strahlanteile zerlegt. Ein Strahlanteil verläuft zur Kamera 1 und der andere zur Kamera 2. **Legende:**  $BL_E$ : Bildleiterende; L: optionale Linse;  $O_3$ : Objektiv; B: schmaler Bandpassfilter von Barr; ST: Strahlteilerwürfel;  $S_1$ : Spiegel;  $J_1$  und  $J_2$ : Jodzellen;  $O_1$ ,  $O_2$ : optionale Objektive;  $T_1$  und  $T_2$ : schmaler Bandpassfilter von Thorlabs; Cam 1: Kamera 1; Cam 2: Kamera 2.

Aus den Anforderungen ergibt sich der Grundaufbau welcher in Abbildung 5.5 dargestellt wird. Das Streulicht tritt aus dem Bildleiterende  $BL_E$  in das Doppelkamerasystem durch ein Objektiv  $O_3$  ein und passiert anschließend den schmalen Bandpassfilter B. Mit Hilfe eines Strahlteilerwürfels ST mit einem Teilungsverhältnis von 50:50 wird das Streulicht in zwei Strahlanteile zerlegt. Ein Strahlanteil wird über den Spiegel  $S_1$  durch die Jodzelle  $J_1$  und schmalen Bandpassfilter  $T_1$  in Richtung Kamera 1 abgelenkt, während der zweite Strahlanteil durch die Jodzelle  $J_2$  und  $T_2$  zur Kamera 1 geführt wird. Optional besteht die Möglichkeit zwischen Jodzelle und Kamera ein weiteres Objektiv  $O_1$  bzw.  $O_2$  zu integrieren, sowie eine Zusatzlinse L zwischen Bildleiterende  $BL_E$  und Objektiv  $O_3$  zu platzieren.

Aus diesem Grundaufbau ergeben sich acht optische Konfigurationen (siehe Abbildung 5.6), wobei die Untersuchung der optischen Aufbauten über Strahlengang von Kamera 1 erfolgt.

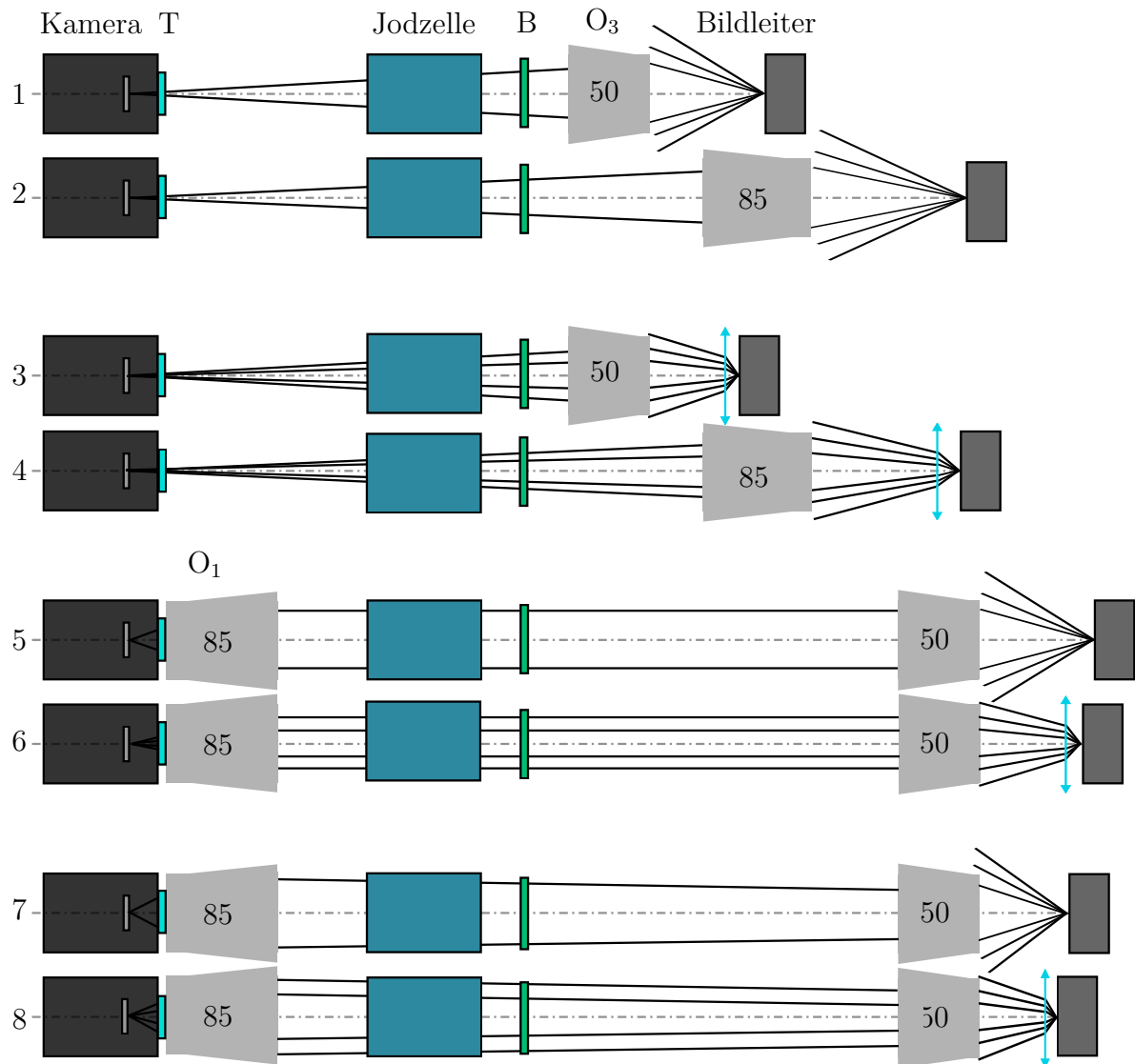


Abbildung 5.6.: Vorüberlegung für den optischen FRS Aufbau mit einem Doppelkamerasystem. Die Strahlenführung des optischen Systems verläuft von rechts nach links. Variante 1 und 2: konvergenter Strahl mit einem Objektiv der Brennweite 50 mm bzw. 85 mm in Retrostellung. Variante 3 und 4: konvergenter Strahl mit einer Zusatzlinse zwischen Bildleiter und Objektiv. Versuch 5 und 6: zwei Objektive mit einer parallelen Strahlführung, dabei ist Variante 6 mit Zusatzlinse. Variante 7 und 8: divergenten Strahlführung, dabei ist Variante 8 mit Zusatzlinse. **Legende:** B: schmalen Bandpassfilter des Herstellers Barr; T: schmaler Bandpassfilter des Herstellers Thorlabs;  $O_{1,3}$ : Objektive.

Um der Anforderung der Bildleiter NA gerecht werden zu können, wird das Objektiv  $O_3$  bei allen acht Konfigurationen in Retrostellung betrieben (siehe Abbildung 5.6). Die Eintrittsfläche eines Objektivs ist für Entfernungen im Unendlichen optimiert, während die Austrittsfläche, welche im Normalfall zum Sensor zeigt, für große Winkel ausgelegt ist. Da allerdings in diesem Fall der Bildleiter eine  $NA = 0,6$  besitzt und der Abstand zwischen Sensor und Objektiv quasi dem Unendlichen entspricht, kompensiert die Retrostellung diesen Effekt und optimiert das System.

In der Konfiguration 1 wird ein 50 mm Objektiv verwendet. Bei Einhaltung eines Abbildungsmaßstabs von 2 beträgt der Abstand zwischen Objektiv und Sensor 150 mm und zwischen Objektiv und Bildleiter 75 mm (siehe Tabelle 5.2). Der Arbeitsabstand mit einem 85 mm Objektiv beträgt 255 mm (siehe Tabelle 5.2). In beiden Varianten kann kein Arbeitsabstand von 350 mm erzielt werden. Eine Umsetzung der Systems ist mit den vorhandenen Objektiven aus Konfiguration 1 bis 4 daher nicht möglich.

$f' = 50 \text{ mm}$	$\rightarrow$	Objektiv-Bildleiter = 75 mm	$\rightarrow$	Objektiv-Sensor = 150 mm
$f' = 85 \text{ mm}$	$\rightarrow$	Objektiv-Bildleiter = 127,5 mm	$\rightarrow$	Objektiv-Sensor = 255 mm

Tabelle 5.2.: Abstände zwischen drei verschiedenen Objektiven und dem Bildleiter, sowie der daraus resultierende Abstand zwischen Objektiv und Sensor.

In den Konfigurationen 5 bis 8 (siehe Abbildung 5.6) werden zwei Objektive im optischen Aufbau verbaut. Als Transferobjektiv wird das 50 mm Objektiv in Retrostellung gewählt und das abbildende Objektiv besitzt eine Brennweite von 85 mm (siehe Abbildung 5.6). Für die parallele Strahlenführung wird der Bildleiter im Auflagemaß des auf unendlich eingestellten 50 mm Objektivs platziert. Das 85 mm Objektiv steht ebenfalls auf unendlich. Für den divergenten Strahlengang wird der Bildleiter  $(3,0 \pm 0,5) \text{ mm}$  näher an das Objektiv geschoben. Das 50 mm Objektiv ist weiterhin auf unendlich eingestellt, während das 85 mm Objektiv nicht exakt auf seiner Naheinstellgrenze von 1 m betrieben wird. Dieser Freiheitsgrad ermöglicht eine Nachreglung zur Fokussierung der Abbildung auf dem Sensor.

Anhand von Versuchen mit Konfiguration 5 und 7 wird im Folgenden die Filterwirkung beschrieben (siehe Abbildung 5.7 und 5.8). Die Messung erfolgte mit dem Aufbau aus Abbildung 4.6, bei welchem das Licht der Laserquelle ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) in die Ulbrichtkugel gelenkt wird. Die homogen ausgeleuchtete Ulbrichtkugelfläche wird durch den Strahlentransport des Bildleiters durch die Konfiguration 5 bzw. 7 abgebildet.

Für die Bestimmung der Filterwirkung der beiden Bandpassfilter B und T (siehe Abbildung 5.6) wird eine Kameraaufnahme mit Variante 5 sowie mit 7 ohne die beiden Bandpassfilter aufgenommen (siehe Abbildung 5.7). Anschließend wird die Strahlungsenergie der Kreisfläche mit einem Radius von 100 Pixeln für die Bildmitte berechnet. Die Strahlungsenergie  $E_{S0}$  entspricht für die Aufnahmen ohne Filter 100 % (siehe Abbildung 5.7). Anschließend werden die Bandpassfilter B und T in den Strahlengang gestellt. Die Strahlungsenergie  $E_{S1}$  für die Kreisfläche in der Bildmitte wird erneut berechnet. Für die Variante 5 ergibt sich ein Energieverlust von 59 %, während bei einem divergenten Aufbau in Variante 7 ein Verlust von 51 % entsteht (siehe Abbildung 5.7).

Die Untersuchungen der Filterwirkungen bei FRS Messungen mit beiden schmalen Bandpassfilter B<sup>3</sup> und T haben gezeigt, dass mit bis zu 50 % Verlust an Strahlungsenergie aufgrund der Filter zu rechnen ist.

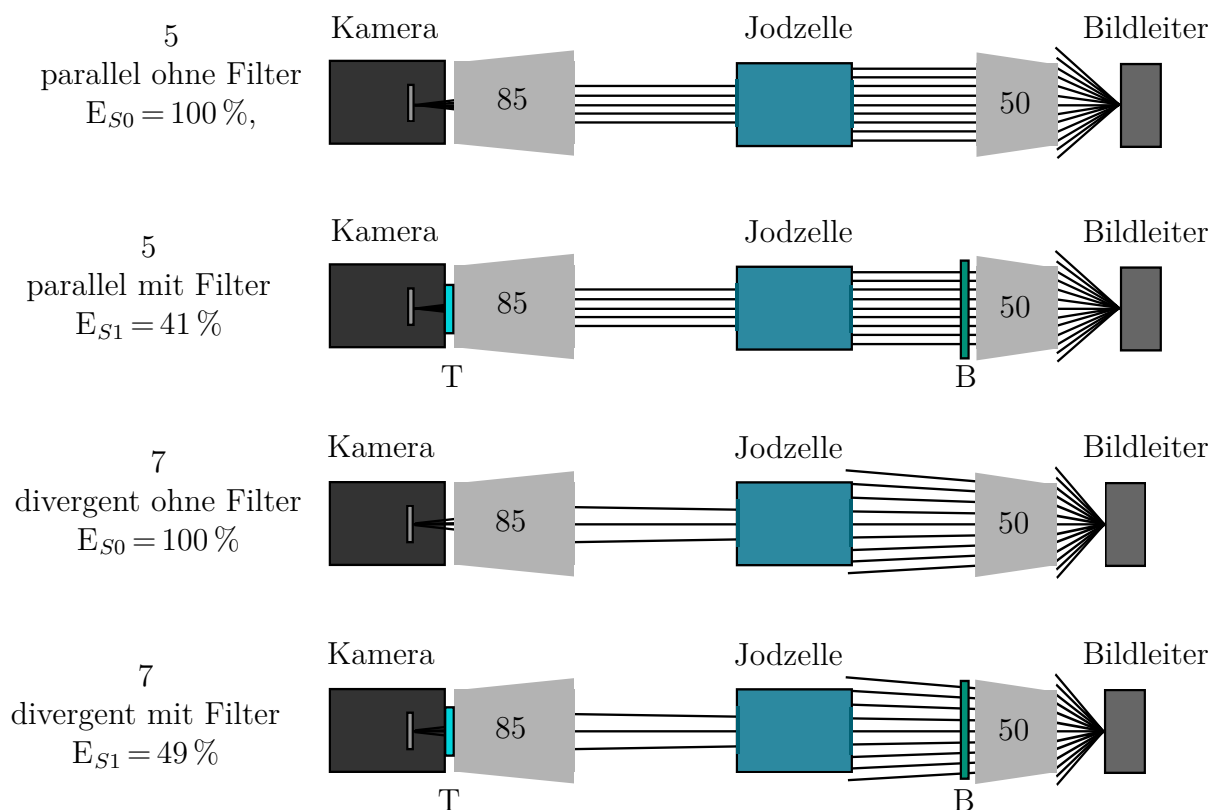


Abbildung 5.7.: Filterwirkung an einem parallelen und divergenten Strahlenaufbau. Strahlführung von rechts nach links. Die Strahlungsenergie  $E_{S0}$  entspricht ohne Filter 100 %. Bei einem parallelen Strahlengang mit Filtern beträgt die Strahlungsenergie  $E_{S1}$  41 %. Bei einem divergenten beträgt die Strahlungsenergie 49 %. Legende:  $E_{S0}$ : Strahlungsenergie ohne Filter;  $E_{S1}$ : Strahlungsenergie mit Filter in Bezug zu ohne Filter; B: Bandpassfilter Bar; T: Bandpassfilter Thorlabs.

<sup>3</sup>Die Transmissionskurve des Bandpassfilters wird im Anhang A.7 dargestellt.



Äquivalent zur Auswertung der Filterwirkung über die Berechnung der Strahlungsenergie werden in Abbildung 5.8 die dazugehörigen Intensitätsbilder in Falschfarberdarstellung gezeigt. Dabei ist der Abbildungsmaßstab der Abbildung mit Konfiguration 5 größer, als mit Konfiguration 7 (siehe Abbildung 5.8). Bei einer kleineren Abbildung verteilt sich die gleiche Anzahl auftreffender Photonen auf eine kleinere Fläche, wodurch die Strahlungsenergie innerhalb einer Auswertefläche mit einem Radius von 100 Pixeln ansteigt. Daher wird der Abbildungsmaßstab  $\beta'$  mit dem Kreisradius der Auswertungsfläche multipliziert. Die Strahlungsenergie für Konfiguration 5 vergrößert sich um 12 % und für Konfiguration 7 um 2 % (siehe Tabelle 5.3).

Strahlführung	Ohne Filter	Mit Filter ohne $\beta'$	Mit Filter mit $\beta'$
Konfiguration 5 (parallel)	100 %	41 %	53 %
Konfiguration 7 (divergent)	100 %	49 %	51 %

Tabelle 5.3.: Auswirkung der Berücksichtigung des Abbildungsmaßstabes bei der Berechnung der Strahlungsenergie. Die Prozentualen Werte mit Filter beziehen sich auf den Anteil der Strahlungsenergie im Vergleich zur Strahlungsenergie ohne Filter.

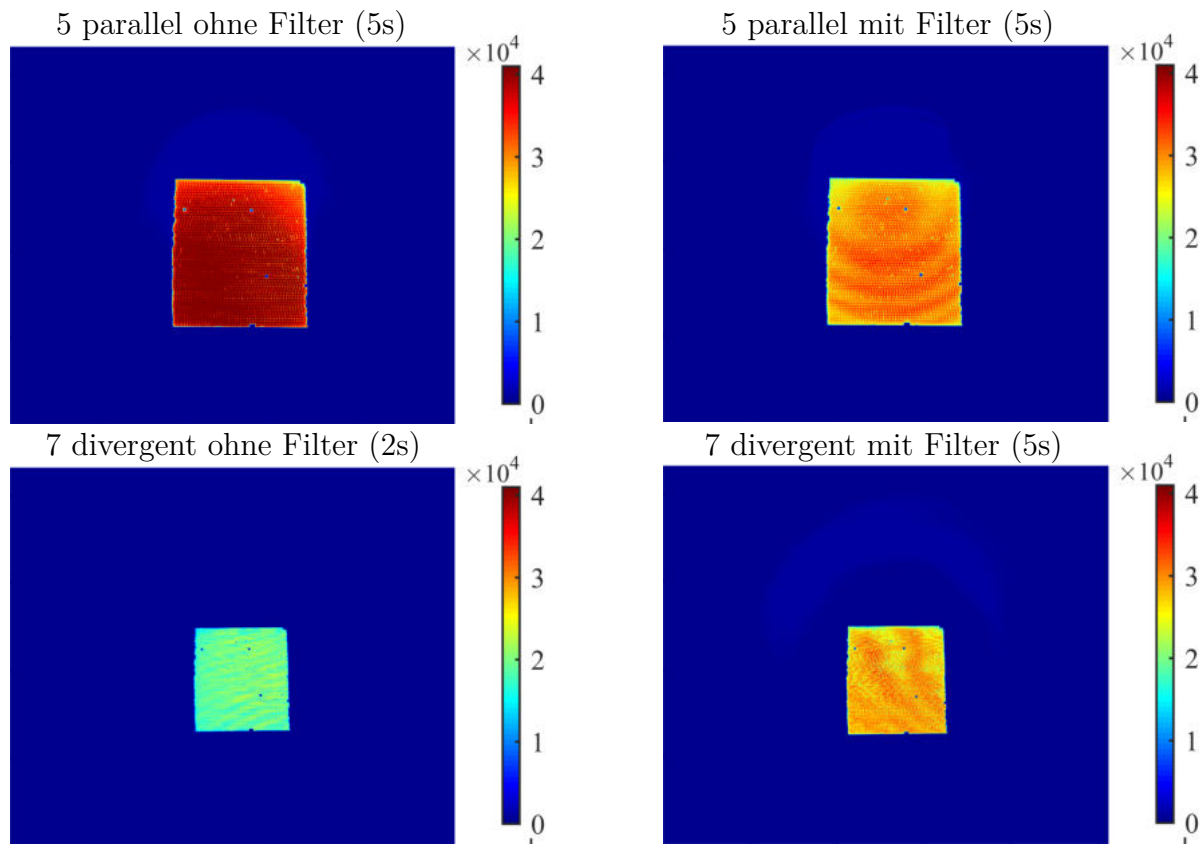


Abbildung 5.8.: Darstellung der Interferenzeffekte aufgrund des schmalen Bandpassfilter B. Im parallele Strahlengang erzeugt der Filter Interferenzeffekte, welche mit Hilfe einer divergenten Strahlführung ineinander zerfließen, wodurch eine FRS-Messung möglich ist.

Des weiteren werden anhand der in Abbildung 5.8 dargestellten Intensitätsbilder die Interferenzeffekte untersucht. Ohne Filter wird bei einem parallelen Strahlengang eine homogen ausgeleuchtete Fläche erzeugt, während mit dem schmalen Bandpassfilter B des Herstellers Barr Interferenzeffekte entstehen. Aus diesem Grund darf, wie bereits in den Anforderungen aufgelistet, die Divergenz beim Bandpassfilter B nicht null Grad betragen. Die Konfigurationen 5 und 6 eignen sich daher für keine FRS-Messungen. Mit Hilfe einer divergenten Strahlführung zerfließen die Interferenzeffekte (siehe Abbildung 5.8, unten rechts). Eine FRS Messung kann mit dieser optischen Konfiguration durchgeführt werden, da der Einfluss der Interferenzeffekte zu gering ist, um eine Auswirkung in den Messergebnissen zu erzielen.

In Konfiguration 8 soll mit Hilfe einer Zusatzlinse der Akzeptanzwinkel des 50 mm Objektives verbessert werden. Die Wirkung einer Zusatzlinse zwischen Bildleiter und Objektiv wird anhand von Abbildung 5.9 beschrieben. In Grafik A wird der Austritt des Streulichts aus dem Bildleiterende ohne Linse dargestellt. Das Bildleiterende steht im Brennpunkt des Objektives. In Grafik B wird die Zusatzlinse L eingefügt, wodurch sich die Brennweite des Objektives  $O_3$  um den Abstand von  $s_{BL}$  verringert, dafür steigt der Akzeptanzwinkel des Objektives an.

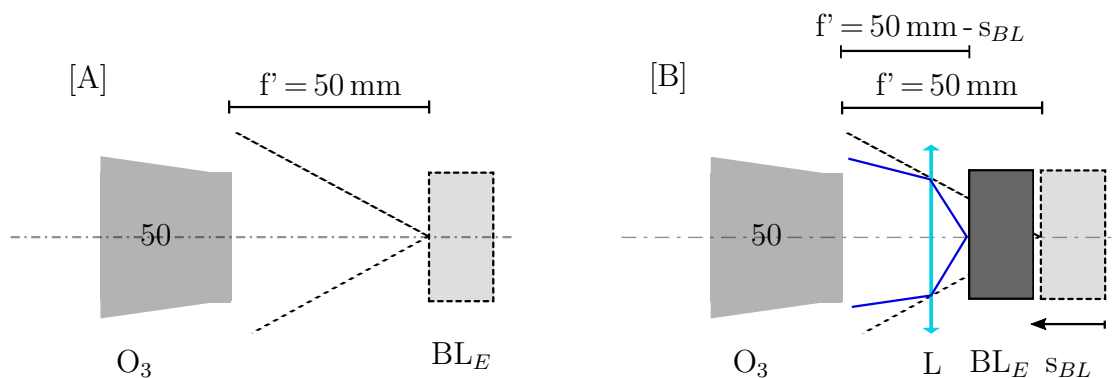


Abbildung 5.9.: Darstellung des Prinzips einer Zusatzlinse zwischen Objektiv und Sensor. Die Zusatzlinse erhöht den Akzeptanzwinkel des Objektives und verringert die Brennweite.

Für die Untersuchung wird die Strahlungsenergie bei einem variierenden Linsenabstand zwischen Linse und Objektiv berechnet. Wird der Abstand zwischen Linse und Objektiv verändert, so muss der Abstand zwischen Linse und Bildleiter dementsprechend angepasst werden, sodass eine scharfe Abbildung auf dem Kamerasensor erhalten bleibt. Je größer der Linsenabstand zwischen Linse und Objektiv wird, desto kleiner wird der Abbildungsmaßstab auf dem Sensor (siehe Abbildung 5.10). Dabei wird bei einem Linsenabstand von 25 mm eine deutliche kissenförmige Verzeichnung der Abbildung festgestellt (siehe Abbil-

dung 5.10, linke Grafik), welche bei einer Vergrößerung des Linsenabstandes reduziert wird (siehe Abbildung 5.10, rechte Grafik).

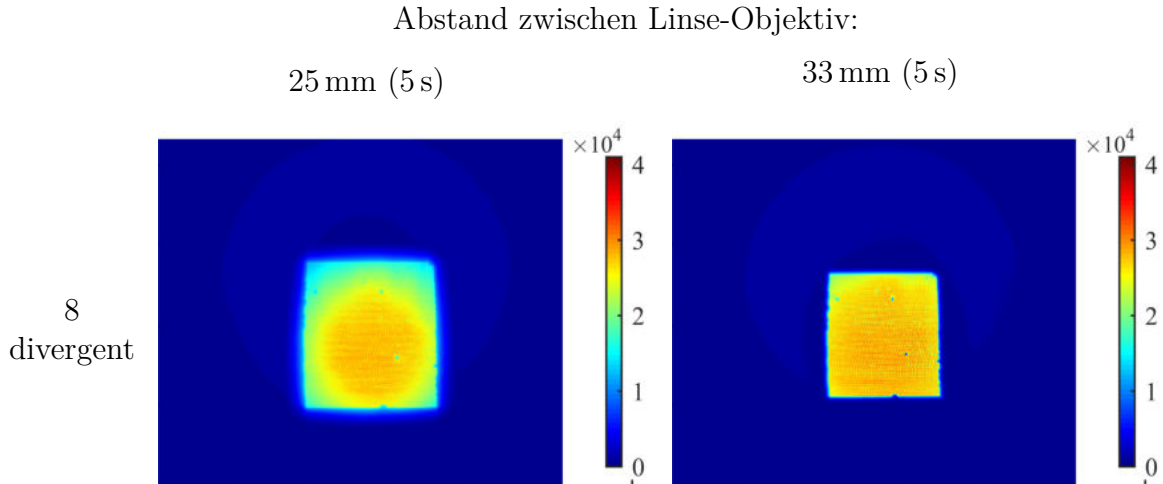


Abbildung 5.10.: Divergender Strahlenverlauf im optischen System des FRS-Aufbaus mit einer Zusatzlinse zwischen Bildleiter und Objektiv. Aufgrund der Linse entsteht eine kissenförmige Verzeichnung, welche bei Vergrößerung des Linsenabstandes reduziert wird.

Da sich der Abbildungsmaßstab bei einer Vergrößerung des Linsenabstandes zwischen Linse und Objektiv verkleinert, verteilen sich auch hier die gleiche Anzahl auftreffender Photonen auf eine kleinere Fläche. Die Strahlungsenergie wird bei Veränderung des Linsenabstandes in Abbildung 5.11 dargestellt. Der rote Verlauf entspricht der Strahlungsenergie ohne Berücksichtigung des Abbildungsmaßstabes im Radius der Auswertungsfläche, während in blau der Abbildungsmaßstab in die Berechnung mit einfließt. Bei beiden Auswertungen wird ein linearer Anstieg bei einer Vergrößerung des Linsenabstandes festgestellt.

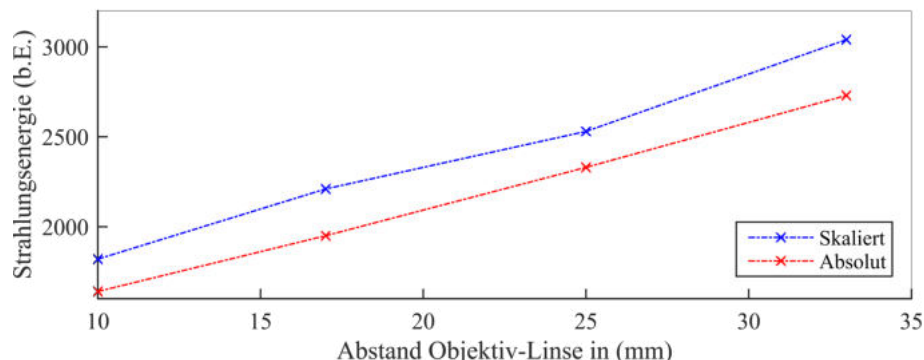


Abbildung 5.11.: Die Strahlungsenergie wird über den Abstand zwischen Zusatzlinse und Objektiv aufgetragen. Mit einer Vergrößerung des Linsenabstandes, verkleinert sich der Abbildungsmaßstab und die Lichtintensität steigt linear an. In rot wird die Strahlungsenergie ohne Berücksichtigung des Abbildungsmaßstabes dargestellt. In blau wird der Verlauf der Strahlungsenergie mit Abbildungsmaßstab berechnet.

Das Ziel welches mit der Zusatzlinse untersucht werden sollte, ist die Steigerung des Akzeptanzwinkels des Objektives  $O_3$  (siehe Abbildung 5.9). Das heißt, die Strahlungsenergie sollte mit Zusatzlinse größer werden, da mehr Streulicht in das optische System gelangt. Aus diesem Grund werden in Tabelle 5.4 die Ergebnisse der Strahlungsenergie mit Konfiguration 7 und 8 gegenüber gestellt.

Konfiguration	$\beta'$	$E_S$ ohne $\beta' / \text{b.E.}$	$E_S$ mit $\beta' / \text{b.E.}$
7 ohne Linse	2,14	$3710 \pm 10$	$4120 \pm 10$
8 mit Linse	2,24	$2730 \pm 10$	$3040 \pm 10$

Tabelle 5.4.: Strahlungsenergie  $E_S$  von Konfiguration 7 und 8 in der Einheit b.E. (beliebige Einheit). Die Ergebnisse der Strahlungsenergie zeigen, dass der gewünschte Mehrwert mit einer Zusatzlinse nicht erzielt wird. Der Abstand zwischen Linse und Objektiv beträgt 33 mm. Ohne Linse wird eine 1,4 mal so große Strahlungsenergie erlangt.

Mit der Konfiguration 7 wird eine Strahlungsenergie von  $(4120 \pm 10)$  b.E. bestimmt, während mit Zusatzlinse und einem Linsenabstand zwischen Objektiv und Linse von 33 mm die Strahlungsenergie nur noch  $(3040 \pm 10)$  b.E beträgt. Daraus folgt: Ohne eine Zusatzlinse wird eine 1,4 mal so große Strahlungsenergie erzielt. Aus diesem Grund, wird ausgehend auf den aktuellen Ergebnissen auf eine Zusatzlinse im Aufbau verzichtet.

### 5.2.1. Zusammenfassung

Die Untersuchungsergebnisse haben gezeigt, dass mit Filter bei einem parallelen Strahlengang Interferenzeffekte entstehen. Bei einem FRS Aufbau müssen diese vermieden werden, weshalb sich nur der divergente Strahlengangaufbau aus Konfiguration 7 eignet (siehe Abbildung 5.6, 7).

Ohne Zusatzlinse wird eine 1,4 mal größere Strahlungsenergie erzielt als mit. Aufgrund dessen wird auf einer Zusatzlinse im Aufbau verzichtet.

## 5.3. Doppelkamarasystem - gefilterte Rayleigh-Streumessung in Luft

Nachdem in den vorherigen Kapiteln die Einzelkomponenten Kamera-, Laser- und Filtersystem beschrieben wurden (siehe Kapitel 4), wird im Folgenden das Gesamtsystem aus Kapitel 4.2 mit der optischen Auslegung aus Kapitel 5.2 betrachtet. Dabei wird nun das grundsätzliche Verfahren des Doppelkamarasystems mit FRS-FSM Messungen im Medium Luft untersucht.

Im Rahmen dieser Untersuchungen werden für allen FRS-FSM Messungen Strömungsparameter zusätzlichen mit externen Messgeräten gemessen, welche als Referenzmessung bezeichnet werden. Die aus den Referenzmessungen resultierenden Daten werden als Referenzmessdaten bezeichnet. Diese werden benötigt, um eine quantitative Aussage über die Vor- und Nachteile eines Ein- bzw. Doppelkamarasystems treffen zu können. Die Referenzmessdaten der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Referenzmessungen R1 - R3 sind in Tabelle 5.5 dargestellt. Anhand dieser Messungen sind folgende Eigenschaften untersucht bzw. berechnet worden:

Berechnung der Strömungsparameter unter Störeinflüssen

1. Fensterverschmutzungen (R3)
2. Leistungsschwankungen (R2)
3. Lineare Reduzierung der Laserleistung von 100 % auf 20 % (R1)

Referenzmessung	T / K	p / Pa	v / m/s
R1	$297,75 \pm 0,3$	$101000 \pm 20$	$\approx 0$
R2	$299,05 \pm 0,3$	$101027 \pm 20$	$\approx 0$
R3	$300,05 \pm 0,3$	$100685 \pm 20$	$\approx 0$

Tabelle 5.5.: Referenzmessdaten von Druck-, Strömungsgeschwindigkeits- und Temperaturwerten der drei Referenzmessungen (R1-R3). Die Temperatur wird in der Einheit Kelvin (K), der Druck in Pascal (Pa) und die Strömungsgeschwindigkeit in (m/s) angegeben.

### Messeinstellungen

Für die Durchführung der Messungen wird der Frequenzscanbereich gemäß der Beschreibung aus Kapitel 4.1.3 - „Auswahl der Frequenzscangrenzen“ für die Jodzellenkombination bestehend aus den Küvetten 50 mm / 80 °C und 100 mm / 60 °C gewählt:

- $18786,634\text{ cm}^{-1}$  bis  $18786,676\text{ cm}^{-1}$ , sowie  $18786,750\text{ cm}^{-1}$  bis  $18786,784\text{ cm}^{-1}$

Dabei beträgt die Scanschrittweite:

- $0,001\text{ cm}^{-1}$

Pro Wellenzahl beträgt die Belichtungszeit für jede Kamera:

- 14 s

Daraus ergibt sich eine Gesamtmesszeit von 20 Minuten über den gesamten Frequenzscanbereich. Die Belichtungszeit wird experimentell ermittelt, so dass der Dynamikbereich der Kamera von 11 bit möglichst vollständig ausgenutzt wird, ohne die Übersättigung zu gelangen. Dabei ist die Einstellung der Belichtungszeit abhängig von der Laserleistung des AzurLight-Lasers. Die Belichtungszeit von 14 s wurde bei einer Leistung von 5 W ermittelt.

### Vorbereitung der Messungen

Vor Beginn aller Messreihen wird zuerst eine Kamerakalibrierung (siehe Kapitel 4.1.1) durchgeführt. Anschließend muss ein Winkelbild berechnet werden, welches im folgenden Kapitel 5.3.1 beschrieben wird. Beide Berechnungen müssen nur einmalig durchgeführt werden, sofern keine Veränderungen mehr am Gesamtaufbau vorgenommen werden.

#### 5.3.1. Berechnung des Winkelbilds

Das Winkelbild ordnet jedem Bildpunkt einen Beobachtungswinkel  $\Theta$  zu, welcher zwischen Laserstrahl  $\vec{L}$  und Beobachtungsvektor  $\vec{O}$  definiert ist (siehe Abbildung 5.12). Dieser wird insbesondere für die Berechnung des Rayleigh-Spektrums zur Bestimmung der X- und Y-Parameter (siehe Gleichung 3.21 und 3.18) des Tenti-S6-Modells (siehe Kapitel 3.2) benötigt.

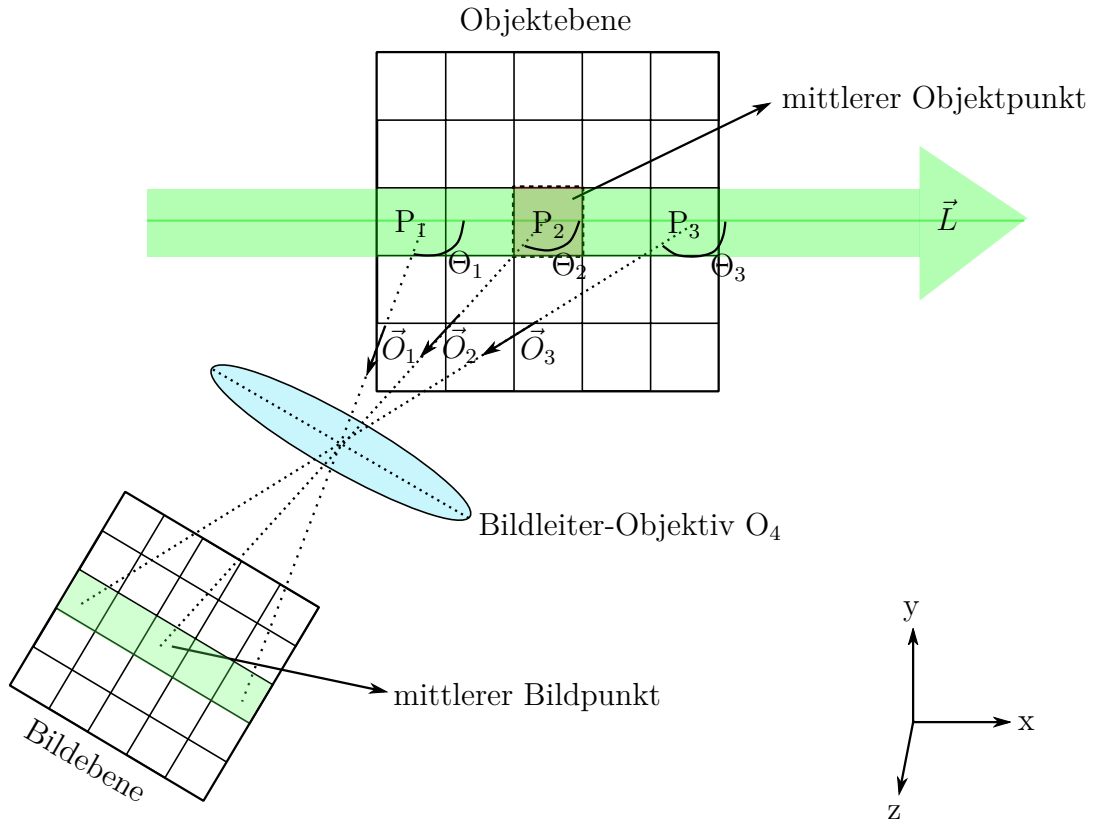


Abbildung 5.12.: Das Rayleigh-Profil ändert sich aufgrund des Beobachtungswinkels  $\Theta$  von Bildpunkt zu Bildpunkt und muss für die Berechnung des Rayleigh-Profiles durch das Tenti-S6-Modell bekannt sein. Der Start-Referenz-Beobachtungsvektor entspricht dem Vektor  $\vec{O}_2$  und die Vektoren  $\vec{O}_1$  und  $\vec{O}_3$  entsprechen dem Beobachtungsvektor der Randbildpunkte.

Für die Berechnung wird zunächst die Länge des Beobachtungsvektors  $\vec{O}_2$  (mittlerer Objektpunkt der Objektebene zum mittleren Bildpunkt der Bildebene) mit einem Lineal im Aufbau gemessen. Bei der anschließenden Kamerakalibrierung wird das Kalibriertarget in der x-y-Ebene positioniert und mit der Kalibriersoftware (siehe Kapitel 4.1.1) entzerrt. Die x-Achse entspricht dem Laserstrahlvektor  $\vec{L}$  und die y-Achse der Polarisationsrichtung des Laserstrahls. Da der Bildleiter den Messbereich nicht senkrecht zur x-y-Ebene beobachtet, entspricht der Beobachtungsvektor  $\vec{O}_2$  auch nicht der z-Achse. Dieser bestimmt sich durch die Entzerrung mit der Kalibrierungssoftware zu  $\vec{O}_{2,K} = (x | y | z) = (0,2535 | 0,0257 | 0,4989) \text{ m}$  und wird mit den Messergebnissen des Lineals überprüft.

Anschließend wird mit den Referenzmessdaten von Temperatur, Druck und Geschwindigkeit mit Hilfe des Tenti-S6-Modells für drei Bildpunkte der Bildebene ein Rayleigh-Spektrum berechnet, welche nach anschließender Filterung durch die Absorptionskennlinie

über die Wellenzahl drei berechneten Intensitätsspektren ergeben (siehe Abbildung 5.13, gepunktete Linie). Diese berechneten Intensitätsspektren stimmen zunächst nicht mit den gemessenen Intensitätsspektren (siehe Abbildung 5.13, ununterbrochener Linie) überein und müssen daher über das Iterationsverfahren des Levenberg-Marquardt-Algorithmus optimiert werden (siehe Kapitel 3.4). Aufgrund der bekannten Strömungsparameter der Referenzmessung R1 (siehe Tabelle 5.5) wird lediglich der Beobachtungswinkel als Variable des Tenti-S6-Modells so lange variiert, bis berechnetes und gemessenes Spektrum übereinstimmen.

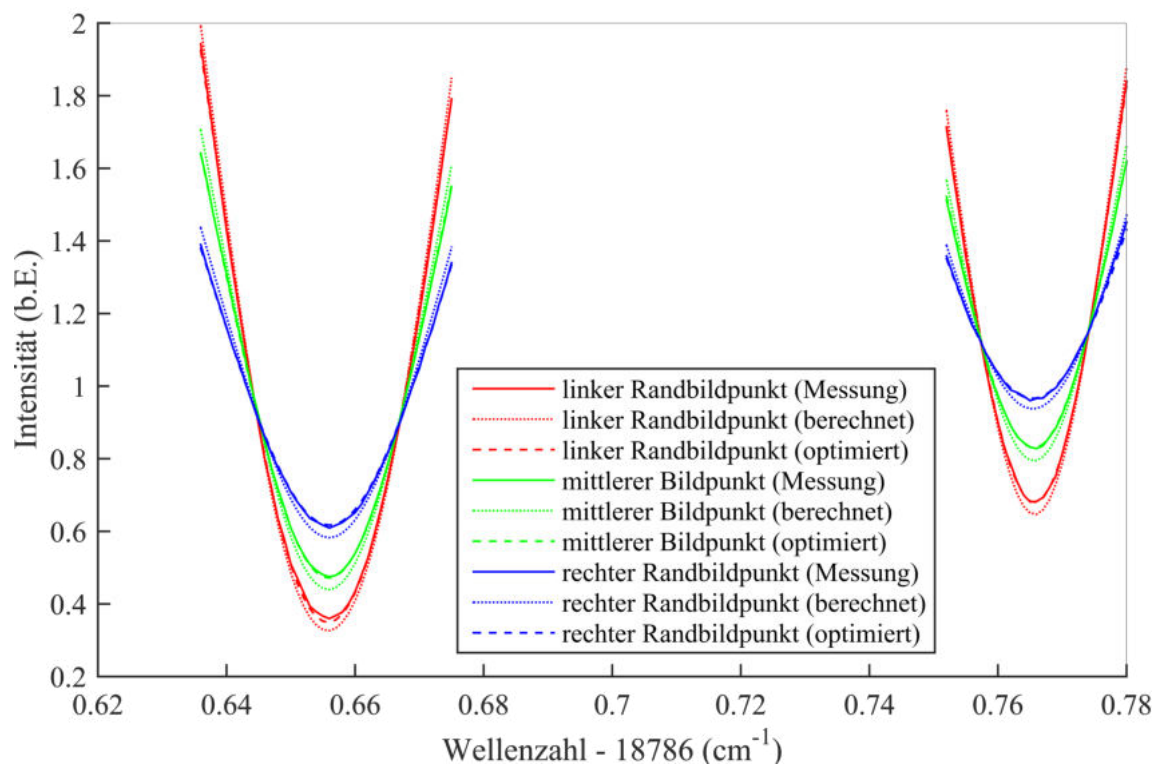


Abbildung 5.13.: Die gefilterten Rayleigh-Intensitätsspektren (Jodzelle: 50 mm / 80 °C) von drei Bildpunkten aus der Bildebene. Die Spektren werden durch unterschiedliche Linienstile unterschieden. Ununterbrochene Linie: gemessenes Spektrum. Gepunktete Linie: berechnetes Spektrum aus den bekannten Referenzmessdaten und dem berechneten Startwinkel  $\Theta$  des Startwert-Referenz-Beobachtungsvektors aus der Kalibrierung. Gestrichelte Linie: optimiertes Spektrum.

Aus den drei berechneten Winkel lässt sich der optimierten Beobachtungsvektor  $\vec{O}_{2,opt}$  mit  $(0,2202 | 0,0257 | 0,4765)$  m berechnen. Mit diesem lässt sich bei fortführenden Messungen der Beobachtungswinkel  $\Theta$ , als Winkel zwischen Beobachtungsvektor und Laserstrahl für jeden Bildpunkt berechnen.



### 5.3.2. Berechnung der Strömungsparameter

Voruntersuchungen mit Hilfe des Doppelkamarasystems haben gezeigt, dass für eine Berechnung der Strömungsparameter unter optimalen Versuchsbedingungen keine Verbesserung im Vergleich zum Einkamarasystem erzielt werden kann. Das Einkamarasystem liefert genauere Ergebnisse, ermöglicht jedoch Messungen nur unter störfreien Bedingungen.

In den folgenden Versuchen werden Messungen unter Störeinflüssen durchgeführt. Mit Hilfe dieser Störeinflüsse soll die Hypothese einer verbesserten Störresistenz des Doppelkamarasystems gegenüber dem Einkamarasystem geprüft werden.

Für die Vergleichbarkeit von Ein- und Doppelkamarasystem werden zur Berechnung von Strömungsparametern identische Messdaten einer Messreihe verwendet. Die Auswertung des Einkamarasystems greift dabei lediglich auf Messdaten von Kamera 1 zu, während die Auswertung des Doppelkamarasystems Messdaten beider Kameras verwendet. Bei letzterem erfolgt die Auswertung über die Quotientenmethode, indem die Intensitätswerte von Kamera 1 durch Kamera 2 dividiert werden.

Mit dem Optimierungsalgorithmus werden für jeden Bildpunkt Strömungsparameter berechnet. Die folgenden Evaluierungen beschränkt sich jedoch auf die Temperaturbestimmung. Die Strömungsgeschwindigkeit wird als ruhend mit 0 m/s betrachtet (siehe Tabelle 5.5). Die Information über den Gasdruck ist im Rayleigh-Spektrum enthalten (siehe Abbildung 3.8). Weder die Quotientenbildung beim Doppelkamarasystem, noch die Spektrennormierung der mittleren Intensität beim Einkamarasystem, sind affine Abbildungen, sodass in beiden Fällen die Form der aufgenommenen Spektren beeinflusst werden. Dabei kommt es zum Verlust der Information über den Strömungsdruck, welcher sich über die Form der Rayleigh-Spektren definiert. Im Folgenden wird deshalb auf die Auswertung zur Bestimmung des Strömungsdrucks nicht weiter eingegangen.

### Fensterverschmutzungen

Die erste Beurteilung der Störresistenz auf das Gesamtsystem erfolgt unter Zuhilfenahme einer dünnen Glasscheibe, welche im Strahlengang zwischen Bildleiter und Messbereich platziert wird (siehe Abbildung 5.14). Diese Glasscheibe ist dem Messfenster einer realen Messsonde nachempfunden, durch welches ein optischer Zugang zum Turbineninneren ermöglicht wird (siehe Kapitel 2). Während eines Verbrennungsprozesses lagern sich Verbrennungsrückstände an der Sondenoberfläche ab, wodurch eine Reduzierung der Licht-

stärke und ein Abfall des Signal-Rausch-Verhältnisses erzwungen wird.

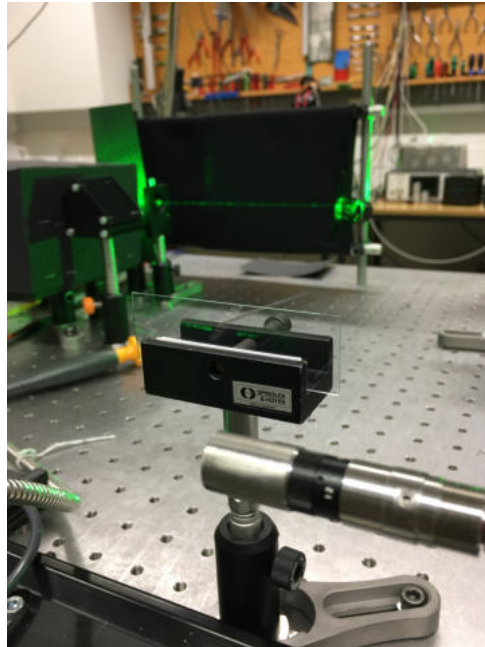


Abbildung 5.14.: Zwischen Bildleiter und Messbereich wird eine dünne Glasscheibe montiert. Während drei aufeinanderfolgenden Messdurchläufen wird die Glasscheibe Schritt für Schritt verschmutzt.

Für die Untersuchung der Fensterverschmutzung sind drei Messungen durchgeführt worden. Während einer Messung wurde die Verschmutzung konstant gehalten und vor der nächsten Messung verstärkt (siehe Abbildung 5.15). Je größer dabei der Verschmutzungsgrad der Glasscheibe wird, desto kleiner werden die Intensitätswerte auf dem Sensor, aufgrund der Reduzierung der Lichtstärke. Die Kurvenform der Spektren bleibt durch die konstant gehaltene Verschmutzung während einer Messung unverändert, das heißt, eine Auswertung mit beiden Kamerasystemen ist möglich. Aus diesem Grund werden in den folgenden Versuchen Veränderungen während eines Messvorgangs vorgenommen.



Abbildung 5.15.: Drei Verschmutzungsgrade der dünnen Glasscheibe für den Versuch - Fensterverschmutzung.

## Statistische Leistungsschwankungen des Lasers

In diesem Versuch wird die Leistung des AzurLight-Lasers während der Messung in einem Bereich von 4,25 W bis 4,50 W variiert. Eine Variation der Leistung erfolgt zu Beginn einer Belichtungszeit und bleibt während dessen unverändert. Für die Auswertung wird zunächst der mittlere Bildpunkt betrachtet (siehe Abbildung 5.13). Für dieses wird in Abbildung 5.16 die Einkamerasystemauswertung und in Abbildung 5.17 die Auswertung für das Doppelkamerasystem dargestellt.

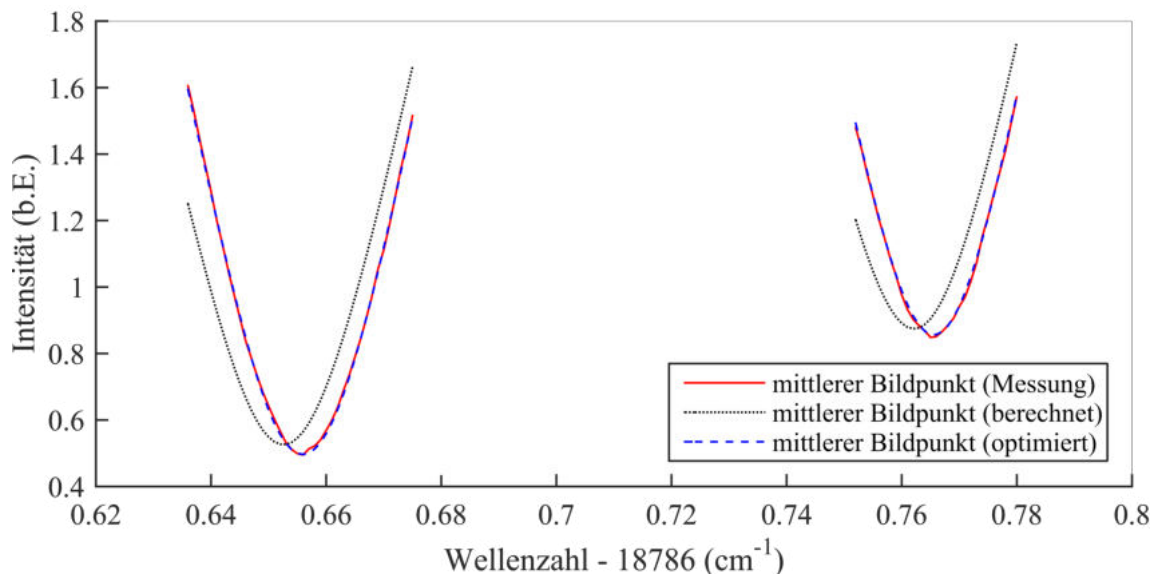


Abbildung 5.16.: FRS-FSM Temperaturschätzung des mittleren Bildpunktes durch das Einkamerasystems. Die resultierende Temperatur beträgt 298,67 K.

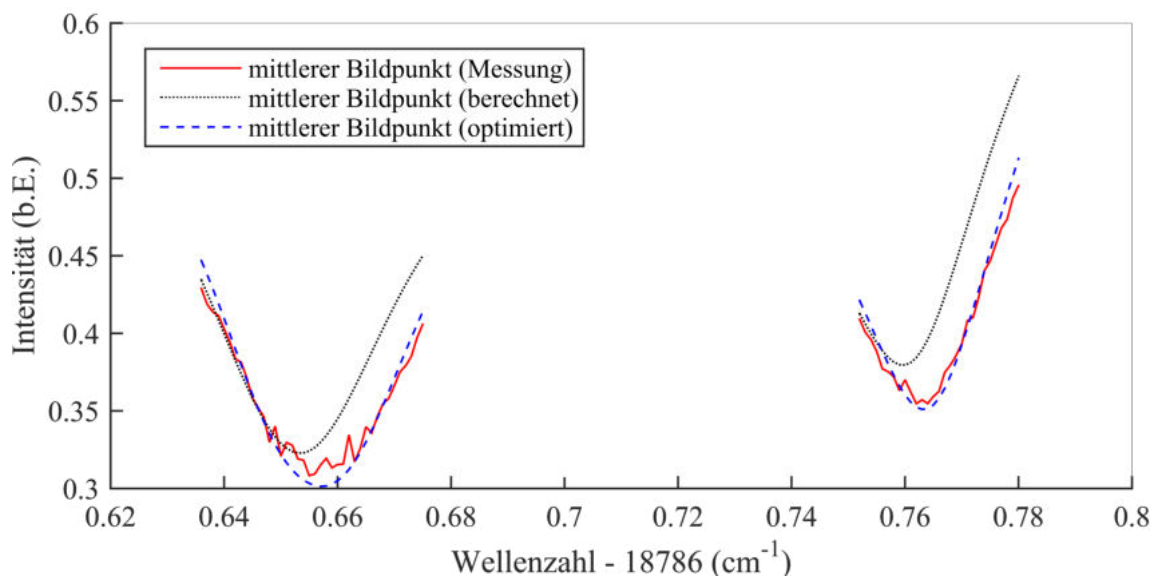


Abbildung 5.17.: FRS-FSM Temperaturschätzung des mittleren Bildpunktes durch das Doppelkamerasystem. Die resultierende Temperatur beträgt 279,64 K.

Die beiden roten Spektren (siehe Abbildung 5.16 und 5.17) entsprechen den gemessenen Intensitätsspektren, wobei das Spektrum des Doppelkamarasystems aufgrund der Quotientenbildung bei einem kleinen Divisor stark verrauscht ist (siehe Abbildung 5.17).

Das Startspektrum (siehe Abbildung 5.16 und 5.17, schwarz gepunkteter Linie) wird mit einer beliebigen Starttemperatur im Tenti-S6-Modell berechnet. Mit Hilfe des Optimierungsprozesses wird die Temperatur im Tenti-S6-Modell so angepasst, dass das Residuum zwischen gemessenen und berechneten Spektren minimal wird (siehe Abbildung 5.16 und 5.17, blau gestrichelter Linienstile).

Die folgenden Auswertungen beziehen sich lediglich auf eine Bildzeile, wodurch sich ein eindimensionales Temperaturbild für das Ein- sowie Doppelkamarasystem ergibt (siehe Abbildung 5.18 und 5.19).

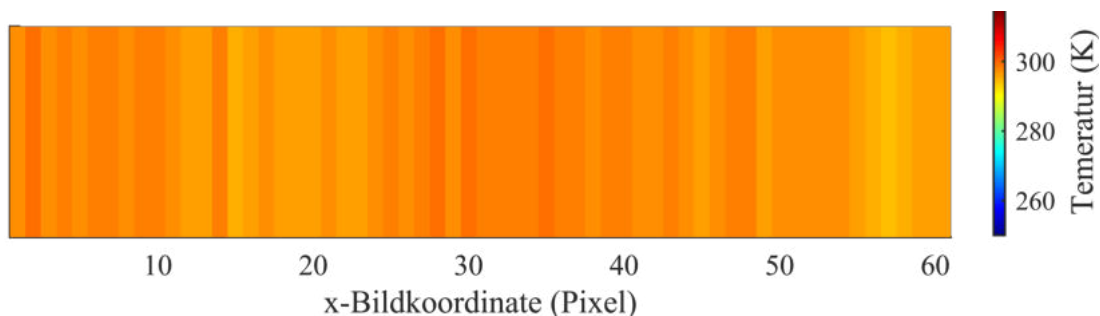


Abbildung 5.18.: Resultierendes eindimensionales Temperaturbild des Einkamerasystems. In x-Richtung sind die Bildkoordinaten aufgetragen. In Falschfarbendarstellung werden die Temperaturwerte eines jeden Bildpunktes des ortaufgelösten Messpunktes im Messbereich dargestellt.

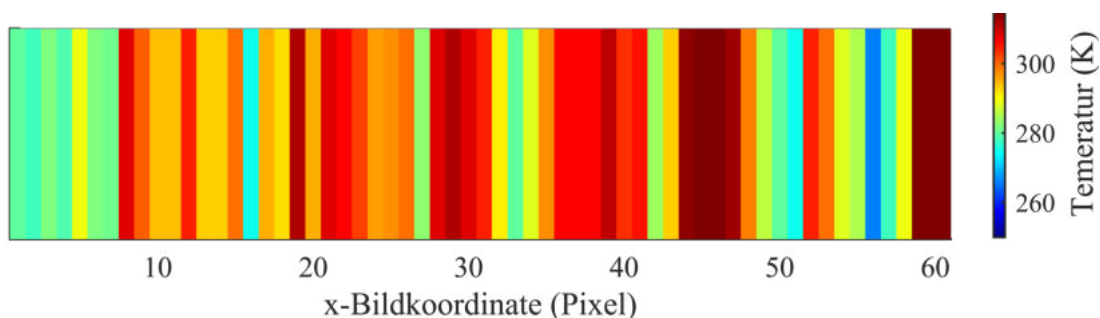


Abbildung 5.19.: Resultierendes eindimensionales Temperaturbild des Doppelkamarasystems. In x-Richtung sind die Bildkoordinaten aufgetragen. In Falschfarbendarstellung werden die Temperaturwerte eines jeden Bildpunktes des dazugehörigen Messpunktes im Messbereich dargestellt.

Aus den berechneten Temperaturen der Bildzeile wird die mittlere Temperatur für beide Kamerasysteme ermittelt (siehe Tabelle 5.6).

	Einkamerasystem	Doppelkamerasystem
Referenztemperatur	$(299,05 \pm 0,3) \text{ K}$	$(299,05 \pm 0,3) \text{ K}$
mittlerer Temperaturwert	$(297,31 \pm 1,04) \text{ K}$	$(296,15 \pm 13,76) \text{ K}$
relative Abweichung	0,58 %	0,97 %

Tabelle 5.6.: Gegenüberstellung der Temperaturergebnisse bei Leistungsschwankungen von 0,25 W zwischen einem Ein- und Doppelkamerasystem. Die relative Abweichung wird als prozentuale Temperaturdifferenz in Bezug auf die Referenztemperatur angegeben.

In Abbildung 5.20 und 5.21 werden die berechneten Temperaturwerte von Ein- und Doppelkamerasystem als Histogramm dargestellt. Hierbei wird die Temperaturskala (x-Achse) in äquivalent große Wertebereiche eingeteilt und die Häufigkeit der Messwerte je Wertebereich auf der y-Achse aufgetragen. Die rote vertikale Linie gibt dabei die Referenztemperatur von 299,05 K an, welche eine Standardabweichung von  $\pm 0,3 \text{ K}$  besitzt (horizontal rot gepunktete Linie). Die blaue vertikale Linie gibt die jeweilige mittlere Temperatur der Messung an, welche durch ihre Standardabweichung, als horizontal blau gepunktete Linie, ergänzt wird (siehe Tabelle 5.6).

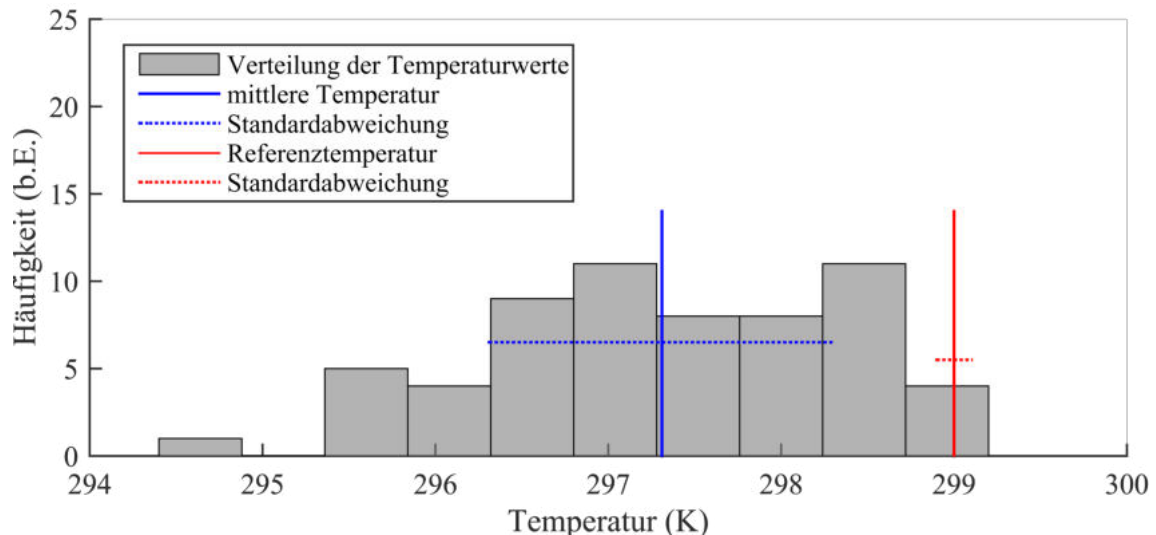


Abbildung 5.20.: Die Häufigkeitsverteilung der Temperaturwerte der Bildzeile mit einer schwankenden Laserleistungen zwischen 4,25 W und 4,50 W. Auswertung entspricht dem FRS-FSM Messverfahren mit dem Einzelkamerasystem.

Beim Einkamerasystem liegt die Referenztemperatur (siehe Abbildung 5.20, vertikale rote Markierung) trotz der relativ großen Messunsicherheit des Messergebnisses außerhalb der

blauen, horizontal gepunkteten Standardabweichung. Dabei weicht die mittlere Temperatur um 1,74 K von der Referenztemperatur ab. Die relative Abweichung wird als prozentuale Temperaturdifferenz in Bezug auf die Referenztemperatur angegeben und beträgt 0,58 %. Der absolute Fehler ist somit größer als die statistische Messunsicherheit. Dies ist ein Indikator für einen systematischen Fehler, welcher nur festgestellt werden kann, da die Referenztemperatur bekannt ist.

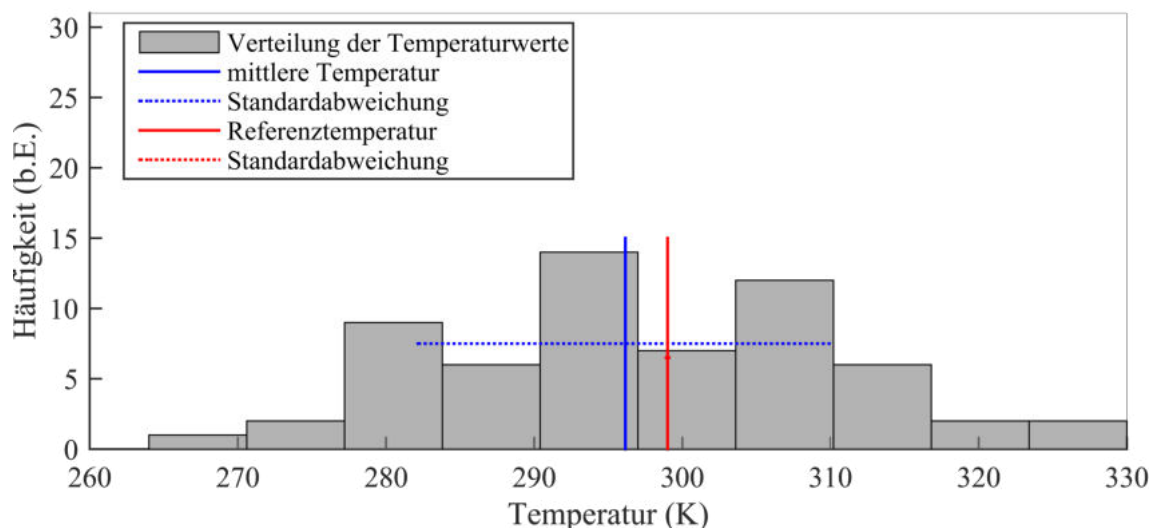


Abbildung 5.21.: Die Häufigkeitsverteilung der Temperaturwerte der Bildzeile mit einer schwankenden Laserleistungen zwischen 4,25 W und 4,50 W. Auswertung entspricht dem FRS-FSM Messverfahren mit dem Doppelkamarasystem.

Beim Doppelkamarasystem liegt dagegen die Referenztemperatur (siehe Abbildung 5.21, rote vertikale Markierung) innerhalb der Standardabweichung der mittleren Temperatur (siehe Abbildung 5.21, blaue horizontal gepunktet Markierung). Dies ist ein Indikator, dass bei dieser Messung kein systematischer Fehler vorliegt. Die Temperaturdifferenz beträgt 2,9 K, welches einer relativen Abweichung von 0,97 % entspricht.

Um die Temperatúrauswertung mit beiden Kamerasystemen unter realen Messbedingungen zu untersuchen, wird im folgenden Versuch eine Zustand simuliert, welcher realen Messbedingungen entsprechen soll.

### Lineare Reduzierung der Laserleistung von 100 % auf 20 %

Im Versuch „Statistische Leistungsschwankungen des Lasers“ wurde die Leistung mit einer zufälligen Leistungsschwankung beeinflusst. Der Störeinfluss im folgenden Versuch entspricht einem systematischen Fehler. Hierfür wird die Leistung des Lasers so manipuliert, dass diese während der Messung von 100 % auf 20 % linear abfällt. Dieser Effekt kann bei realen Messungen, zum Beispiel im Falle von Fensterverschmutzungen, beobachtet werden.

Bereits bei der Betrachtung des Auswertungsspektrums des Einkamerasystems fällt auf, dass das gemessene Spektrum des mittleren Bildpunktes (rot) relativ stark vom optimierten Spektrum (blau) abweicht (siehe Abbildung 5.22).

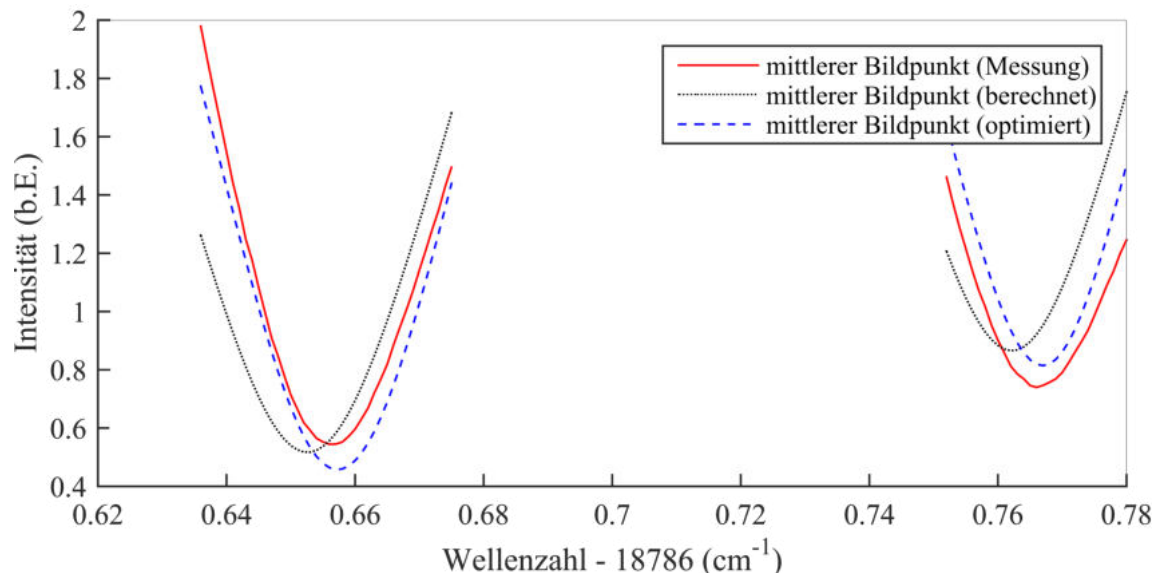


Abbildung 5.22.: FRS-FSM Temperatúrauswertung des Einkamerasystems mit einer während der Messung von 100 % auf 20 % zeitlich linear abfallenden Laserleistung. Dargestellt wird die Auswertung des mittleren Bildpunktes. Das Streulicht wird mit der 50 mm langen Jodzelle und einer Sättigungstemperatur von 80 °C gefiltert. Die berechnete Temperatur beträgt für den mittleren Bildpunkt 286,19 K.

Dies lässt sich auch an der Größe des kleinsten Residuums erkennen, welches mit 0,1168 signifikant größer ist als im vorherigen Versuch mit 0,0071. Das Residuum beim Doppelkamarasystem beträgt im Vergleich bei diesem Versuch 0,0175.

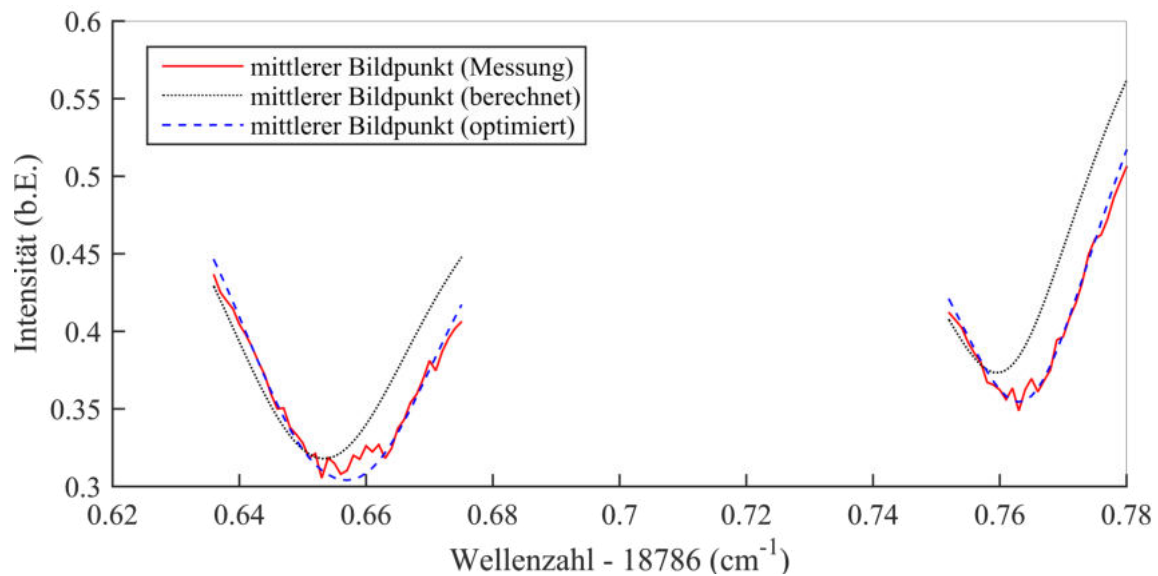


Abbildung 5.23.: FRS-FSM Temperatúrauswertung des Doppelkamarasystems mit einer während der Messung von 100 % auf 20 % zeitlich linear abfallenden Laserleistung. Die Temperatur beträgt für den mittleren Bildpunkt 292,89 K.

Aus der Auswertung der Bildzeile ergibt sich die mittlere Temperatur der Messung, welche für das Einkamerasystem  $(285,33 \pm 1,55)$  K und für das Doppelkamarasystem  $(294,06 \pm 16,30)$  K beträgt.

	Einkamerasystem	Doppelkamarasystem
Referenztemperatur	$(297,75 \pm 0,1)$ K	$(297,75 \pm 0,1)$ K
mittlerer Temperaturwert	$(285,33 \pm 1,55)$ K	$(294,06 \pm 16,30)$ K
relative Abweichung	4,17 %	1,24 %

Tabelle 5.7.: Gegenüberstellung der Temperaturergebnisse bei einer linear abfallenden Leistungsskalierung von 100 % auf 20 % zwischen einem Ein- und Doppelkamarasystem. Die relative Abweichung wird als prozentuale Temperaturdifferenz in Bezug auf die Referenztemperatur angegeben.

In den Histogrammen der linearen Reduzierung von Laserleistung Abbildung 5.24 und Abbildung 5.25 lässt sich die Präzision und Richtigkeit der Temperaturmessung ablesen. Das Ergebnis des Einkamerasystems zeigt eine präzise Temperaturverteilung, allerdings weicht der mittlere blaue Temperaturwert von der roten Referenztemperatur von  $(297,75 \pm 0,1)$  K um 13 K ab (siehe Abbildung 5.24). Dieses systematische Offset von 13 K bewirkt eine relative Abweichung von 4,17 %. Die Genauigkeit der Temperaturverteilung ist daher niedrig.



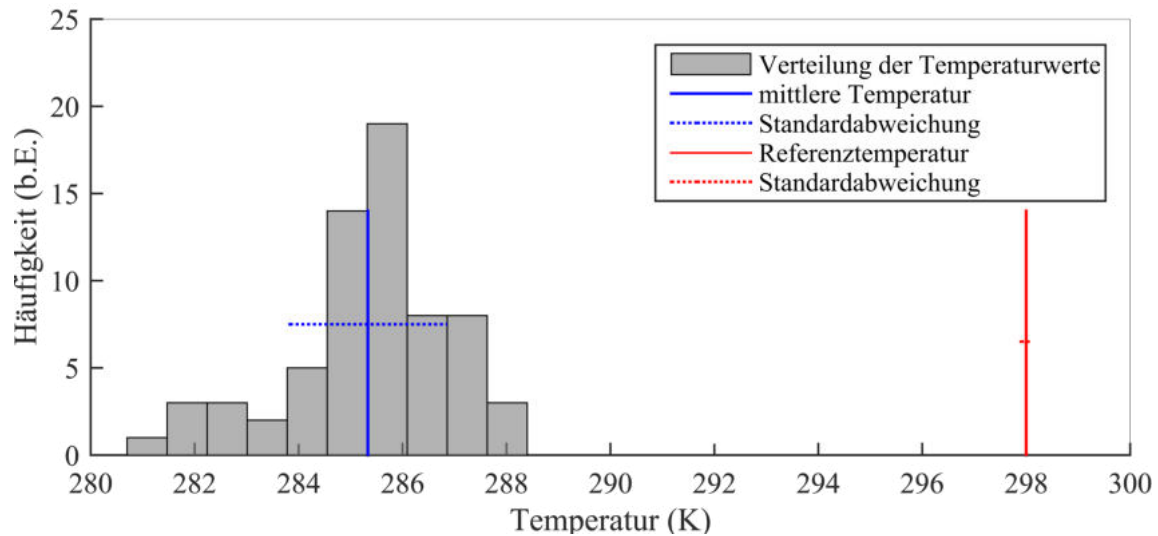


Abbildung 5.24.: Die Häufigkeitsverteilung der Temperaturwerte des Einkamerasystems mit auf 20 % künstlich abfallenden Laserleistung. Ausgewertet mit dem FRS-FSM Messverfahren.

Beim Doppelkamerasystem liegt die Referenztemperatur (siehe Abbildung 5.25, rot vertikale Markierung) innerhalb der Standardabweichung der mittleren Temperatur (siehe Abbildung 5.25, blaue horizontale Markierung). Die mittlere Temperatur weicht lediglich um 3,7 K ab bzw. die relative Abweichung beträgt 1,24 %.

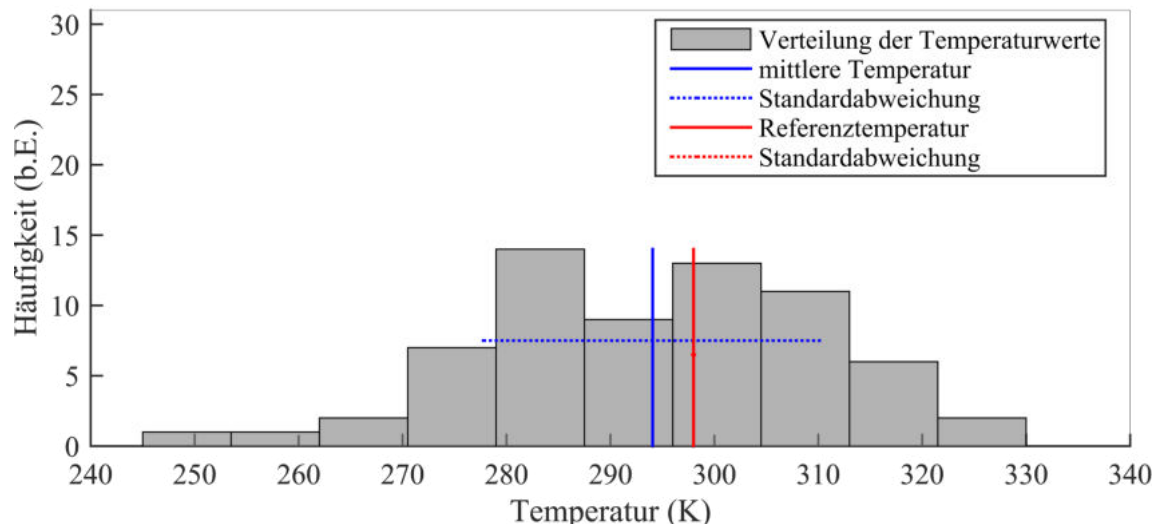


Abbildung 5.25.: Die Häufigkeitsverteilung der Temperaturwerte des Doppelkamerasystems mit künstlich auf 20 % abfallende Laserleistung. Ausgewertet mit dem FRS-FSM Messverfahren.

Die Ergebnisse der Temperaturbestimmung mit dem Doppelkamerasystem (siehe Tabelle 5.7) bestätigen die Hypothese, dass das Quotientenverfahren stabil gegenüber Leistungsschwankungen und Fensterverschmutzungen ist. Die Temperaturverteilung ist nicht so

präzise wie die des Einkamerasystems allerdings stimmt die Genauigkeit.

Daraus folgt, dass mit Hilfe des Doppelkamarasystems eine Temperatúrauswertung unter Störeinflüssen ermöglicht wird. Die relative Messunsicherheit von 1,24 % zeigt hierbei eine Verbesserung um einen Faktor von 3,4 gegenüber dem Einkamerasystem. Trotz der höheren Messunsicherheit erzielt das Doppelkamarasystem unter realen Messbedingungen genauere Messwerte im Vergleich zum Einkamerasystem.

### 5.3.3. Zusammenfassung

Die Versuche haben gezeigt, dass unter Störeinflüssen das Doppelkamarasystem gegenüber dem Einkamerasystem stabiler in der Temperatúrauswertung ist. Mit Hilfe der Quotientenbildung zweier Kamerabilder können umgebungsbedingte Einflüsse reduziert werden (siehe Kapitel 3.5). Mit dem Doppelkamarasystem wird trotz eines Leistungsabfalls auf 20 % eine relative Temperaturabweichung von 1,24 % zur Referenztemperatur erzielt, wodurch sich eine Verbesserung der Genauigkeit im Vergleich zum Einkamerasystem um den Faktor 3,4 ergibt.

Trotz der größeren Messunsicherheit beim Doppelkamarasystem wird eine genauere Temperatúrauswertung ermöglicht, was für die Bestimmung der Strömungsparameter bei FRS-FSM Messungen von großer Wichtigkeit ist. Die Standardabweichung der Kamerasysteme liegen auch bei Messwiederholungen in der gleichen Größenordnung.

## **6. Fazit und Diskussion**

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit dem Doppelkamarasystem eine neue Variante der FRS-FSM Methode entwickelt. Sie ermöglicht eine quantitative Bestimmung von Strömungsparametern unter realen Messbedingungen und eliminiert Leistungsschwankungen, sowie Verschmutzungen durch Verbrennungsrückständen an Sondenoberflächen. In den Bereichen der optischen Auslegung, der synchronen Bildaufnahme und Evaluation des Doppelkamarasystems bei FRS-FSM Messungen wurden Herausforderungen identifiziert und durch Eigenentwicklungen überwunden.

Hinsichtlich der Mie-Streuung musste für das Doppelkamarasystem eine geeignete Filterung des Streusignals erzielt werden. Mit Hilfe der E2E-Simulation konnte gezeigt werden, dass sich die gewählte Kombination zweier unterschiedlicher Jodzellen (50 mm / 80°C und 100 mm / 60°C) für FRS-FSM Messungen eignen. Die Standardabweichungen der E2E-Simulation (0,18 K) und Messung (16,30 K) unterscheidet sich um zwei Größenordnungen, da das Sensormodell der Simulation noch nicht an die Eigenschaften der sCMOS Kamera von Andor-Technology angepasst wurden. Zur Auswahl eines geeigneten Strahlengangs wurden mehrere optische Konfigurationen überprüft. Durch die Verwendung des 50 mm und 85 mm Objektivs in Retrostellung konnten die Anforderungen an das Messsystem teilweise erfüllt werden.

Das entwickelte Synchronisierungsprogramm zweier Kameras konnte in LabView erfolgreich mit einem Dauerstrichlaser eingesetzt werden und ermöglicht zusätzlich die Verwendung einer gepulsten Laserquelle. Mit Hilfe dieser zusätzlich entwickelten Funktion wird aus der bisher verwendeten Langzeitbelichtung, bei Verwendung eines Dauerstrichlasers, eine getaktete Belichtung im Rhythmus der erzeugten Pulse des Lasers ermöglicht. Bei Untersuchungen zur Synchronisierung von Kamera und Laser wurde festgestellt, dass eine von zwei Methoden unter Einschränkungen genutzt werden kann. Die Synchronisierung zweier Kameras unter Verwendung eines Pulslasers konnte gezeigt werden.

In der Evaluation wurde durch den Vergleich der berechneten Temperaturwerte von Doppel- und Einkamarasystem festgestellt, dass das Einkamarasystem zwar präzisere Ergebnisse liefert, diese jedoch durch Störeinflüsse stark von der Referenztemperatur abweichen. Das Doppelkamarasystem ist resistenter gegenüber Störeinflüssen, hat jedoch eine geringfügig höhere Messungenauigkeit. Dadurch ist das Doppelkamarasystem, mit einem um den Faktor 3,4 besseren Ergebnis, dem Einkamarasystem unter realen Messbedingungen vorzuziehen.

---

Mit Hilfe dieser Arbeit konnte die Weiterentwicklung des gefilterten Rayleigh- Streumesssystems vorangetrieben werden. Das entwickelte Messprinzip erweitert das Bestehende um eine zweite Kamera und berechnet Strömungsparameter aufgrund des Quotienten beider Eingangssignale. Der Einsatz dieses Messsystems ist aufgrund der höheren Störresistenz unter realen Bedingungen, wie an einem Hochdruck-Verbrennungsprüfstand, möglich.



## **7. Ausblick**

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung und Implementierung eines Doppelkamarasystems für FRS-FSM Messungen in einem Hochdruck-Verbrennungsprüfstand. Obwohl erste Erfolge in den Temperatúrauswertungen unter Störeinflüssen mit dem Doppelkamarasystem erkennbar sind, benötigt das System noch einige Verbesserungen. Im Folgenden werden einige Verbesserungs- und Änderungsansätze präsentiert, die in einer Fortführung der Entwicklung des gefilterten Rayleigh-Streumesssystems aufgegriffen werden sollten.

Für das Doppelkamarasystem werden zwei Jodzellen im Messaufbau benötigt, daher sollte die Fragestellung nach der geeignetsten Kombinationsmöglichkeit von zwei Jodzellen weitere Beachtung finden. In der Auslegung der Jodzellenkombination kommt es aktuell noch zu starken Abweichungen zwischen Simulation und Umsetzung. Aufgrund eines erhöhten Ausleserauschens bei sCMOS-Sensoren wird das SNR aktuell in der E2E-Simulation nicht korrekt modelliert. Für zukünftige Forschungsarbeiten sollte das Ausleserauschen in der Simulation neu implementiert werden, sodass die simulierten Signale einem realen Messsignal gleichen.

Des Weiteren war es aufgrund unvorhersehbarer Ereignisse nicht möglich Verbesserungen durch den Einfluss der Verwendung eines Pulsasers zu erforschen. Im Bereich des entwickelten Programms zur Synchronisierung des Doppelkamarasystems mit einer gepulsten Laserquelle wurde die Hypothese aufgestellt, dass eine Verkürzung der Kameratelektungszeit das detektierte Störlicht im Nutzsignal um mehrere Größenordnungen reduzieren kann. Daher sollten im nächsten Schritt gefilterte Rayleigh-Streumessversuche mit einer gepulsten Laserquelle durchgeführt werden. Durch die entsprechend verkürzte Belichtungszeit sollte um weitere drei Größenordnungen reduziert werden können. Die Messzeit ist an Messprüfständen, wie zum Beispiel für Gasturbinen, sehr begrenzt. Da aus Kostengründen der Verbrennungsprozess nur befristet aufrechterhalten wird, sollte das Zeitkontingent möglichst effizient ausgenutzt werden. Je kürzer die Gesamtmesszeit einer Messreihe, desto mehr Messwiederholungen können durchgeführt werden. Dies reduziert den statistischen Fehler der Strömungsparameter.

Ein weiteres Entwicklungspotential steckt in der Fortführung der optischen Auslegung des Kamarasystems. Eine Option bestehe in der Berechnung des Strahlenverlaufs in einem optischen Simulationsprogramm. Mit Hilfe von Simulationen könnten Vignettierungsverluste reduziert und der Mehrwert eines Objektivs mit einer Blendenzahl kleiner als 1,2 untersucht werden. Des Weiteren ist es empfehlenswert die Fernfeldverteilung des



---

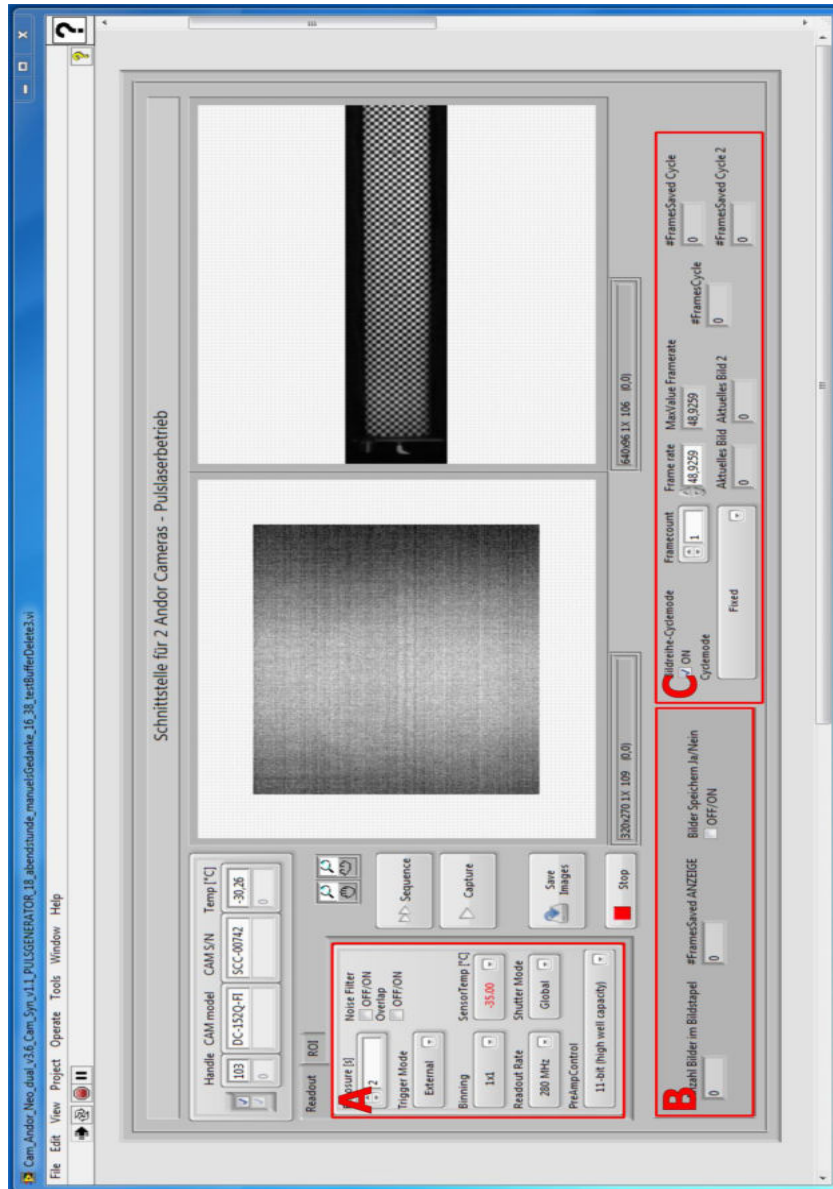
Bildleiters zu vermessen, um festzustellen, ob es sich um eine homogene Abstrahlcharakteristik handelt. Mit Hilfe dieser Untersuchung soll festgestellt werden, wie erforderlich eine Systemauslegung mit einer Numerischen Apertur von 0,6 ist.

Als letzten Punkt wird eine Fortführung im Bereich der Filterwirkung beider schmalen Bandpassfilter empfohlen. Aufgrund von Interferenzeffekten konnte keine parallele Strahlführung gewählt werden und es musste auf eine divergente Strahlführung ausgewichen werden. Daher sollte auch die Fragestellung untersucht werden, ob auch eine Verkippung des schmalen Bandpassfilters des Herstellers Barr genügt, sodass Interferenzeffekte auch bei einem parallelen Strahlengang eliminiert werden können.

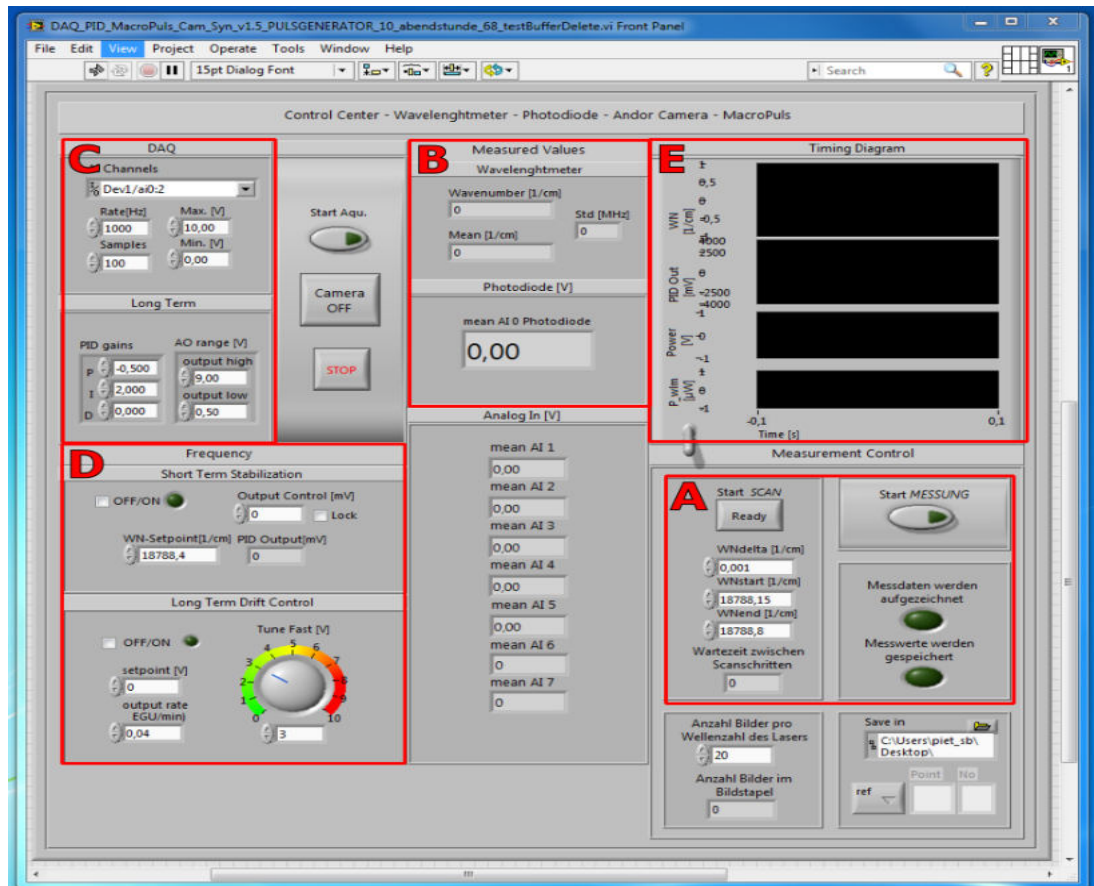


## **A. Anhang**

## A.8. Software LabView - Programm: Kamera



## A.9. Software LabView - Programm: Main



# Literaturverzeichnis

- [1] *Rechtliche Grundlagen der Luftreinhaltung.* <https://www.umweltbundesamt.de/themen/luft/regelungen-strategien/rechtliche-grundlagen-der-luftreinhaltung#textpart-1>. Version: 17.08.2018
- [2] *EU-Kommission verklagt Deutschland und fünf weitere Mitgliedsstaaten wegen Luftverschmutzung.* [https://ec.europa.eu/germany/news/20180517-luftverschmutzung-klage\\_de](https://ec.europa.eu/germany/news/20180517-luftverschmutzung-klage_de). Version: 17.05.2018
- [3] DOLL, Ulrich: *Gefilterte Rayleigh-Streuung zur simultanen Bestimmung von Druck-, Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern in Gasströmungen.* Technische Universität Dresden, 2016
- [4] VORTISCH, Hermann: *Beobachtung von Phasenübergängen in einzeln levitierten Schwefelsäuretröpfchen mittels Raman-Spektroskopie und elastischer Lichtstreuung.* Freien Universität Berlin, 2002
- [5] RICHARD B. MILES; WALTER R. LEMPert; JOSEPH N. FORKEY: *Laser Rayleigh scattering.* Institute of Physics Publishing, 2001
- [6] YOUNG, Andrew-T.: *Rayleigh scattering - Questions of terminology are resolved during a historical excursion through the physics of light-scattering by gas molecules.* American Institute of Physics, 1982
- [7] SHE, Chiap-Yao: *Spectral structure of laser light scattering revisited: bandwidths of nonresonant scattering lidars.* Optical Society of America, 2001
- [8] ENNS, Andreas: *Entwicklung eines Streulichtensors zur Bestimmung von Stromungsparametern auf Grundlage der gefilterten Rayleigh-, Brillouin- und Mie-Streuung.* Universität Bielefeld, 2014
- [9] BATES, D. R.: *Rayleigh scattering by air.* Planel. Space Sa., Vol.32, No.6, pp. 785-790 - Pergamon Press Ltd., 1984

- [10] FORKEY, Joseph N.: *Development And Demonstration Of Filtered Rayleigh Scattering - A Laser Based Flow Diagnostic For Planar Measurement Of Velocity, Temperature And Pressure*. Princeton University's Mechanical and Aerospace Engineering Department, 1996
- [11] BRIDGER, Manuel: *Further developments in Filtered Rayleigh scattering for the determination of the turbine inlet temperature distribution in gas power stations*. University Bielefeld and University Regensburg, 2016
- [12] G. TENTI ;C.D. BOLEY ;R.C. DESAI: *On the kinetic model description of rayleigh-brillouin scattering from molecular gases*. Canadian Journal of Physics 52, 1974
- [13] JÜRGEN BEYERER; FERNANDO PUENTE LEÓN; CHRISTIAN FRESE: *Automatische Sichtprüfung - Grundlagen, Methoden und Praxis der Bildgewinnung und Bildauswertung*. Springer Vieweg, 2012
- [14] Welche Vorteile haben CMOS-Sensoren gegenüber CCD-Sensoren? <https://www.baslerweb.com/de/news-press/news/welche-vorteile-haben-cmos-sensoren-gegenueber-ccd-sensoren/21187/>. Version: 26.09.2018
- [15] HOLST, Gerhard: *sCMOS - Die eierlegende Wollmilchsau der Bildsensorik*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. kGaA, 2009
- [16] ANDOR-TECHNOLOGY: *Hardware Guide - Neo sCMOS*. Andor-Technology, 2011
- [17] CONTINUUM: *40 Hz Green MacroPulse Laser*. Continuum, 2002
- [18] *High Power Infrared Single Mode Optical PM Fiber Amplifiers*. <http://www.azurlight-systems.com/products/ir-amplifiers>. Version: 20.08.2018
- [19] Koheras ADJUSTIK low noise single-frequency lasers. <https://www.nktpotonics.com/lasers-fibers/product/koheras-adjustik-low-noise-single-frequency-lasers/>. Version: 20.08.2018
- [20] CHEISHVILI, Konstantine: *Development and Validation of an End-to-End Simulator for Frequency Scanning Filtered Rayleigh Scattering Techniques*. Delft University of Technology, 2016
- [21] TECHNOLOGY, Andor: *User Guide Andor Technology - SDK3 for LabView*. Andor Technology, 2013